

THÈSE

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

Bernard GROLLEAU

Maitre Assistant

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

=

ÉTUDE D'UNE DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE

DANS L'HYDROGÈNE

EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE TRANSVERSAL

=

Soutenue le 17 mai 1973 devant la Commission d'examen

M. L.H. COLLET,

Président

M. J.L. DELCROIX

M. D. BLANC

M. A. BOULLLOUD

M. P. LEPRINCE

Examineurs

THÈSE

présentée à l'U.E.R. de Physique de l'Université de Nantes

par

Bernard GROLLEAU

Maitre Assistant

pour obtenir le grade de
DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

=

ÉTUDE D'UNE DÉCHARGE EN HAUTE FRÉQUENCE

DANS L'HYDROGÈNE

EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE TRANSVERSAL

=

Soutenue le 17 mai 1973 devant la Commission d'examen

M. L.H. COLLET,

Président

M. J.L. DELCROIX

M. D. BLANC

M. A. BOULLLOUD

M. P. LEPRINCE

Examineurs

à la mémoire de mon père

à Dominique et à Maryvonne

à ma famille

à mes amis

Monsieur le Professeur L.H. COLLET m'a accueilli dans son Laboratoire lors de la renaissance de l'Université de Nantes et il m'a permis d'accomplir ce travail dans des conditions favorables ; je tiens à l'assurer de ma reconnaissance et à le remercier pour la confiance qu'il m'a toujours témoignée.

Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX de l'Université de Paris XI, Directeur du Laboratoire de Physique des Plasmas d'Orsay et Monsieur le Professeur D. BLANC de l'Université Paul Sabatier de Toulouse, Directeur du Centre de Physique Atomique, ont eu l'amabilité d'accepter de participer au Jury malgré les lourdes et multiples tâches qui les assaillent, qu'il me soit permis de leur exprimer ici mes sentiments de vive reconnaissance.

Monsieur le Professeur A. BOULLOUD de l'Université de Nantes a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de participer au Jury, je l'en remercie très sincèrement.

Je tiens à remercier Monsieur P. LEPRINCE, chargé de recherche du C.N.R.S. au Laboratoire de Physique des Plasmas d'Orsay, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour sa participation au Jury.

Je voudrais également remercier Monsieur le Professeur R. MEZENECV de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes d'avoir bien voulu me permettre de profiter des puissants moyens de calcul analogique de son Laboratoire.

Mes remerciements vont tout particulièrement à Monsieur E. GUILLET, technicien au Laboratoire, qui a réalisé avec une compétence et une adresse rares la totalité des ensembles mécaniques utilisés dans ce travail.

Je ne saurais oublier tous mes collègues du Laboratoire pour la sympathique collaboration qu'ils m'ont toujours apportée.

SOMMAIRE

CHAPITRE I – INTRODUCTION – GENERALITES	1
I-1 La décharge en haute fréquence	1
I-2 La décharge en haute fréquence en présence d'un champ magnétique statique	3
I-3 Schéma général de l'étude	3
I-4 Notation utilisée	4
CHAPITRE II – LES CARACTERISTIQUES DU PLASMA DANS LA DECHARGE H.F. EN COUPLAGE INDUCTIF	7
II-1 Description des différents types de décharges H.F.	7
II-2 Mécanisme de la décharge H.F.	7
II-2-1 Amorçage	7
II-2-2 Entretien	9
II-2-3 Diffusion	9
II-2-4 Diffusion en présence d'un champ magnétique	12
II-3 Grandeurs caractéristiques du plasma	12
II-4 Diagramme $p\Lambda$, $p\lambda$	14
II-5 Plasmas intermédiaires	17
II-6 Composition du plasma et processus d'ionisation dans la décharge H.F. dans l'hydrogène	19
II-6-1 Réactions pouvant apparaître dans une décharge H.F. dans H_2 ..	19
II-6-2 L'ionisation en plusieurs étapes	21
II-6-3 Autres ions présents dans une décharge H.F. dans l'hydrogène ..	28
CHAPITRE III – LA STRUCTURE ELECTROMAGNETIQUE DANS LA DE-CHARGE H.F. EN COUPLAGE INDUCTIF	31
III-1 Généralités	31
III-2 Champ électromagnétique dans le solénoïde d'excitation	31
III-2-1 Champ électromagnétique dans un solénoïde idéal en l'absence de plasma	32
III-2-2 Champ électromagnétique dans une bobine hélicoïdale de faible longueur	33

III-2-3	Rapport entre le champ électrique induit et le champ longitudinal	34
III-2-4	Blindage du champ longitudinal $\vec{E}_1$	35
III-2-5	Distribution du champ électromagnétique à l'intérieur de la bobine en présence de plasma	35
III-2-5-1-	Distribution dans le cas d'une conductivité réelle et constante. Hypothèse de Eckert	37
III-2-5-2-	Distribution du champ dans le cas d'une conductivité complexe et variable. Hypothèse de Keefer	40
III-3	Champ magnétique statique appliqué à la décharge	42
III-4	Transmission de l'énergie électromagnétique du générateur H.F. vers la décharge	42

CHAPITRE IV – LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET LES MOYENS DE SON- DAGES DU PLASMA

IV-1	Le système à décharge	45
IV-1-1	L'enceinte à décharge	45
IV-1-2	L'alimentation en hydrogène	46
IV-1-3	Les générateurs haute fréquence	47
IV-1-4	Mesures sur les générateurs H.F.	49
IV-1-5	Dispositifs de production du champ magnétique statique	51
IV-2	Système de production du vide	51
IV-3	Dispositif d'extraction des ions positifs	54
IV-4	Dispositif expérimental de mesure des températures et des densités électroniques	55
IV-5	Analyse du courant d'ions positifs extraits du plasma	57
IV-5-1	L'analyseur magnétique	57
1 -	Description	57
2 -	Double focalisation dans l'espace	58
3 -	Correction de l'effet de bord	59
4 -	Pouvoir de résolution	60
5 -	Caractéristiques principales	61
6 -	Description technique	62
7 -	Avantages et inconvénients de l'analyse magnétique	64
IV-5-2	L'analyseur électrostatique	66
1 -	Description	66
2 -	Influence de la charge d'espace	68
3 -	Correction des champs de fuite	68
4 -	Constante de déviation	69
5 -	Pouvoir de résolution	69
6 -	Caractéristiques	70
7 -	Description technique	71
IV-5-3	Interprétation des spectres obtenus par les analyseurs	71
1 -	Distribution obtenue par l'analyse magnétique	73
2 -	Distribution obtenue par l'analyse électrostatique	75

CHAPITRE V — LES RESULTATS EXPERIMENTAUX	77
V-1 L'observation d'une résonance du plasma	77
V-1-1 Le phénomène de résonance au voisinage du double de la fréquence d'excitation	77
1 - Le phénomène de résonance	77
2 - Influence sur la résonance du mode de couplage plasma - générateur H.F.	80
3 - Influence de la fréquence d'excitation	82
4 - Influence de la nature du gaz	83
5 - Influence de la pression du gaz. Détermination d'un do- maine d'existence	83
6 - Rôle de l'amplitude des champs H.F.	84
7 - Influence de la pression sur la forme de la courbe de ré- sonance	87
8 - Rôles respectifs des différents champs électriques H.F.	88
9 - Influence de la direction du champ magnétique statique ..	92
10 - Puissance prélevée au générateur H.F. lors de la réso- nance	94
V-2 Evolution des paramètres du plasma pendant la résonance	97
V-2-1 La méthode des sondes doubles	97
1 - Description	97
2 - Validité de la méthode	101
3 - Utilisation de la sonde double en présence d'un champ magnétique	102
V-2-2 Détermination de T_e et de n_e en-dehors de la résonance	103
1 - Evolution de T_e et de n_e en fonction de la pression	104
2 - Evolution de T_e et de n_e en fonction de la puissance H.F.	105
3 - Evolution en fonction du champ magnétique transversal	106
V-2-3 Détermination de T_e et de n_e pendant la résonance	106
CHAPITRE VI — L'INTERPRETATION THEORIQUE DU PHENOMENE DE RESONANCE	111
VI-1 Les difficultés de l'analyse théorique	111
VI-2 Les faits expérimentaux que doit justifier une théorie de la résonance	112
VI-3 Les essais d'interprétation théorique	113
VI-3-1 La théorie des ondes hélicons	113
VI-4 Etude du mécanisme d'accélération des électrons	121
VI-4-1 Densité du plasma et distribution des vitesses des électrons ..	121
VI-4-2 Etude du mouvement des électrons	122
VI-5 Autres tentatives d'interprétation de la résonance	128
VI-6 Interprétation de l'existence d'un intervalle de pression dans lequel apparaît la résonance	128
VI-7 Résultats expérimentaux non interprétés par les théories précédentes	130

CHAPITRE VII – INFLUENCE DE LA RESONANCE SUR LA REPARTITION DES ESPECES IONIQUES ET SUR LEURS DISTRIBUTIONS D'ENERGIE	131
VII-1 L'extraction des ions d'un plasma	131
VII-1-1 L'extraction par sonde creuse polarisée	131
a – Mécanisme de l'extraction par sonde	131
b – L'extraction sur les sources d'ions du type H.F.	133
c – Influence de l'extraction sur les spectres d'énergie	135
d – Réactions dûes aux électrons secondaires émis par la cathode	139
e – Réactions entre les ions incidents et les atomes du gaz neutre	140
f – Interprétation du spectre secondaire de H_1^+	142
g – Interprétation du spectre secondaire de H_2^+	143
h – Spectre secondaire de H_3^+	144
i – Vérification des résultats obtenus	145
j – Conclusion	146
VII-2 Influence des divers paramètres de la décharge sur la dispersion d'énergie et les proportions des espèces ioniques en-dehors de la résonance	147
VII-2-1 Etude de la dispersion	147
1 – Influence de la pression du gaz neutre sur la dis- persion	149
2 – Influence de la puissance H.F. fournie au plasma	150
3 – Influence du champ magnétique en dehors de la résonance	150
VII-2-2 Etude de la répartition des ions	150
VII-3 Evolution de la dispersion d'énergie et de la répartition des ions en fonction du champ magnétique statique. Cas particulier de la résonance	152
VII-3-1 Etude de la dispersion	152
VII-3-2 Répartition des ions dans la décharge en fonction du champ magnétique B_S	153
VII-4 Ecart d'énergie	155
VII-4-1 Résumé de l'interprétation théorique de l'écart d'énergie	155
VII-4-2 Expériences et résultats	157
– Influence de la tension d'extraction V_e sur l'écart d'énergie	158
– Influence de la pression sur l'écart d'énergie	158
– Influence de la résonance sur l'écart d'énergie	159
CONCLUSION	163
ANNEXE : Distribution et orientation du champ magnétique H.F., à l'intérieur de la bobine d'excitation	165

CHAPITRE I

INTRODUCTION - GENERALITES

I - 1 LA DECHARGE EN HAUTE FREQUENCE

La décharge en haute fréquence (en abrégé : décharge H.F.) ou encore décharge sans électrode, est une décharge électrique dans un gaz entretenue par un champ électromagnétique de haute fréquence.

Ce type de décharge fut découvert par Hittorf à la fin du siècle dernier. Malgré cette ancienneté, cette décharge n'est encore que partiellement comprise. Son étude a posé, et pose toujours de nombreux et délicats problèmes. Nous rappellerons seulement la controverse qui apparut en 1927 entre J. Thomson (1) et J.S. Townsend et coll. (2) au sujet de la nature du champ électrique intervenant dans la décharge. Plus récemment (1960 à 1970), H.U. Eckert (4) et D.R. Keefer (3) développèrent des hypothèses contraires pour étudier la distribution des champs électriques à l'intérieur de la décharge.

Les recherches sur la décharge en haute fréquence ont longtemps gardé un caractère phénoménologique. Les chercheurs n'entreprenaient que peu d'études systématiques, se contentant pour la plupart de décrire l'aspect extérieur de la décharge et ses modifications dans une configuration expérimentale déterminée. Peu d'efforts étaient faits pour essayer d'inclure ces études dans un cadre plus général.

Le champ expérimental d'investigation sur les décharges en haute fréquence est très vaste. Une grande variété de gaz est utilisée (de l'hydrogène aux composés organiques); dans un large domaine de pressions s'étendant de quelques atmosphères à des pressions inférieures à 10^{-3} Torr. Le domaine des fréquences d'excitation est également très vaste. Il débute aux alentours du mégahertz et s'étend jusqu'à quelques centaines de mégahertz.

L'absence d'étude sur le plasma de la décharge H.F. s'explique souvent par le fait que l'on a cherché, dans beaucoup de cas, à utiliser la décharge pour un but précis. On s'est ainsi vite désintéressé de la décharge par elle-même, ne recherchant qu'à satisfaire les besoins de l'application en vue. La décharge en haute fréquence a été tour à tour utilisée dans les applications suivantes :

— Les sources d'ions. Au cours de la période s'étendant de 1950 à 1960, les sources d'ions utilisant la décharge en haute fréquence avaient pris un grand

développement. Leur construction et leur mise en œuvre faciles rendaient aisée leur utilisation sur les accélérateurs d'ions positifs.

On leur reconnaissait comme qualité principale, le fait qu'elles fournissaient un faisceau d'ions relativement mono-cinétique, la dispersion en énergie étant de l'ordre de 50 eV en moyenne. Lorsque la source était utilisée avec certains gaz, par exemple l'hydrogène, le faisceau extrait contenait une assez forte proportion d'ions atomiques. Ces qualités, si elles étaient réelles dans quelques cas, étaient cependant trop vite extrapolées à l'ensemble de ces sources. Le débit des sources H.F. pouvait atteindre 10 mA.

La recherche de faisceaux plus puissants a quelque peu placé au second plan la source H.F. au profit d'autres types de sources et en particulier des sources dites "duoplasmatrons".

- La simulation spatiale. Des tentatives d'utilisation des décharges en haute fréquence pour la simulation à terre de la haute atmosphère furent faites aux Etats Unis. Les résultats obtenus dans cette application ne sont pas concurrentiels avec ceux obtenus à partir des décharges en courant continu.

- La fusion contrôlée. Beaucoup d'expériences sur les plasmas thermonucléaires se font dans des machines utilisant pour ioniser le gaz des champs électromagnétiques en haute fréquence très intenses.

- Les torches à plasma H.F. La décharge H.F. est utilisée industriellement dans les chalumeaux et les fours à plasma H.F.

- Les réacteurs chimiques à plasma H.F. Depuis quelques années se développe un domaine d'application des plasmas tourné vers la chimie. Dans de nombreux systèmes, le "réacteur" fait appel à une décharge en haute fréquence.

- La pulvérisation H.F. La décharge H.F. est utilisée dans les dispositifs de pulvérisation permettant d'obtenir des dépôts minces de diverses substances.

Cependant, les conditions expérimentales de fonctionnement de la décharge sont fondamentalement différentes suivant le domaine d'application.

Dans l'étude que nous présentons ici, nous n'avons pas à priori d'application en vue. Nous avons pour des raisons techniques limité le champ expérimental aux conditions suivantes :

- Décharge H.F. en couplage inductif.
- Gaz utilisé : principalement l'hydrogène.
- Pression dans la décharge comprise entre $5 \cdot 10^{-3}$ et 10^{-1} Torr.
- Fréquence d'excitation : de 20 MHz à 50 MHz.
- Puissance H.F. jusqu'à 300 W.
- Diamètre de l'enceinte à décharge : 34 mm.

Ces conditions expérimentales peuvent se comparer à celles d'une décharge H.F. utilisée comme source d'ions.

I - 2 LA DECHARGE EN HAUTE FREQUENCE EN PRESENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE

La décharge en haute fréquence a souvent été étudiée et utilisée lorsque l'on superpose au champ électromagnétique H.F. d'excitation un champ magnétique statique.

La superposition d'un champ magnétique statique a, dans beaucoup d'études, été faite sans but précis, à titre d'essai, et dans bien des cas de manière désordonnée.

L'intensité du champ magnétique utilisé, varie entre quelques gauss et plusieurs kilo-gauss.

Ce champ magnétique peut cependant être utilisé à plusieurs fins ; nous citerons en particulier :

- le confinement du plasma de la décharge H.F., pour en augmenter la densité par exemple ;
- l'étude des instabilités du plasma qui apparaissent en présence d'un champ magnétique ;
- l'étude des phénomènes de résonance dans le plasma.

C'est cette dernière utilisation que nous avons développée. Nous avons superposé à une décharge en haute fréquence, fonctionnant suivant les caractéristiques données au paragraphe précédent, un champ magnétique statique homogène. Son intensité est dans la plupart des cas très faible ; elle est comprise entre 0 et 70 Gauss.

Nous avons montré comment, dans certaines conditions, se développe un phénomène de résonance du plasma et nous avons étudié ses conséquences sur les paramètres du plasma et sur sa composition.

I - 3 SCHEMA GENERAL DE L'ETUDE

Dans le chapitre II, nous avons essayé de situer notre décharge par rapport aux classifications et aux théories générales sur les plasmas.

Nous avons tenté de déterminer les processus fondamentaux de dissociation, d'excitation et d'ionisation, qui pourraient intervenir dans la formation du plasma dans l'hydrogène.

Le chapitre III consiste en une étude théorique de la structure électromagnétique au moyen des théories récentes et compte tenu du dispositif expérimental d'excitation.

Les divers montages de production de la décharge et les dispositifs expérimentaux de sondage du plasma sont décrits dans le chapitre IV. La plus grande partie du matériel expérimental a été construite au Laboratoire. Nous avons particulièrement détaillé les principes qui nous ont guidé dans la réalisation des analyseurs d'énergie.

Dans le chapitre V, divisé en deux parties, nous développons les résultats expérimentaux concernant la résonance observée.

La première partie concerne l'observation de la résonance et l'étude des différents facteurs qui entrent en jeu (pression du gaz, puissance H.F., direction du champ magnétique, mode de couplage plasma - générateur H.F.).

La deuxième partie est consacrée à l'étude de la modification de la température électronique T_e et de la densité électronique n_e pendant la résonance. Cette étude a été réalisée au moyen de sondes électriques.

Un essai d'interprétation théorique de la résonance observée est présenté au chapitre VI.

Le chapitre VII contient l'étude de la modification de la composition du plasma pendant la résonance. Pour entreprendre cette étude, nous avons extrait les ions de la décharge, transformant ainsi le système en source d'ions. Nous étudions le processus d'extraction de son influence sur la distribution de l'énergie du faisceau extrait. Avec les réserves nécessaires, nous essayons d'obtenir ainsi une idée des transformations du plasma au moment de la résonance.

Une partie de ce travail a été publiée (5) (6) (7).

I - 4 NOTATION UTILISEE

Les notations suivantes (sauf indications contraires) ont été utilisées dans tout ce rapport :

Λ	longueur de diffusion
λ	longueur d'onde du champ H.F. d'excitation
λ_e	libre parcours moyen des électrons
λ_i	libre parcours moyen des ions
λ_D	longueur de Debye électronique
σ	conductivité du plasma
ν_{eo}	fréquence de collision électron - neutre
ν_{ei}	fréquence de collision électron - ion
ν_{ee}	fréquence de collision électron - électron
$\nu_{T(eo)}$	fréquence d'échange d'énergie électron - neutre
ω	fréquence angulaire du champ électrique d'excitation

$\omega_c = \omega_b$	fréquence angulaire gyromagnétique ou cyclotronique des électrons
ω_r	fréquence cyclotronique des électrons pour la valeur du champ magnétique statique de résonance
$\vec{B}$	champ magnétique
$\vec{B}_S$	champ magnétique statique
$\vec{B}_r$	champ magnétique statique à la résonance
$\vec{B}_c$	champ magnétique pour la résonance cyclotronique
c	vitesse de la lumière dans le vide
e	charge de l'électron
$\vec{E}$	champ électrique
$\vec{E}_\theta$	champ électrique H.F. induit
$\vec{E}_l$	champ électrique H.F. longitudinal
$\bar{E}$	énergie moyenne d'une distribution d'énergie
f	fréquence du champ H.F. d'excitation
f_c	fréquence cyclotronique des électrons
$\vec{H}$	excitation magnétique H.F. ($\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$)
$\hbar$	constante de Planck divisée par 2π
k	constante de Boltzmann
m	masse de l'électron
m_0	masse d'une particule neutre quelconque
m_i	masse de l'ion i
M	masse de la molécule (H_2 par exemple)
n_e	densité électronique
n_i	densité ionique
p	pression dans l'enceinte à décharge
R	rayon de l'enceinte à décharge
T_g	température du gaz neutre
T_e	température électronique
T_i	température ionique

■■■■■■■■■■

CHAPITRE II

LES CARACTERISTIQUES DU PLASMA DANS LA DECHARGE H.F. EN COUPLAGE INDUCTIF.

II - 1 DESCRIPTION DES DIFFERENTS TYPES DE DECHARGES H.F.

Suivant la méthode employée pour obtenir l'ionisation du gaz, on distingue deux types principaux de décharges H.F., à savoir :

1°) La décharge annulaire ou décharge inductive. Ce type de décharge est obtenu en plaçant l'enceinte contenant le gaz à ioniser à l'intérieur d'un bobinage parcouru par un courant de haute fréquence (figure 2-1).

Le champ électrique induit est annulaire et engendre l'ionisation du gaz.

Il semble préférable de remplacer le vocable "décharge inductive ou induite" par celui de décharge en couplage inductif, nous verrons en effet qu'il est souvent difficile d'obtenir une décharge où seul le champ induit intervient.

2°) La décharge linéaire ou décharge capacitive. Ce type de décharge est obtenu en plaçant l'enceinte contenant le gaz entre les armatures d'un condensateur plan (figure 2-2) aux bornes duquel on applique une différence de potentiel de haute fréquence. Le champ électrique est alors perpendiculaire au plan des armatures. Il est plus facile dans ce type de décharge d'obtenir une répartition uniforme du champ, ce qui facilite l'interprétation des phénomènes observés.

Dans ce mode d'excitation, les électrodes peuvent être à l'intérieur ou à l'extérieur de l'enceinte à décharge.

Nous nous sommes limités dans notre travail à l'étude de certains phénomènes de résonance dans une décharge en couplage inductif.

II - 2 MECANISME DE LA DECHARGE H.F.

II-2.1 . — Amorçage Les électrons sont soumis dans la décharge à une force électromagnétique qui varie à la fréquence f des champs excitateurs.

Lorsque la fréquence f du champ électrique exciteur est inférieure, ou du même ordre de grandeur, que la fréquence de collision électron neutre ν_{eo} et si le libre parcours moyen λ_e des électrons est inférieur aux dimensions de l'enceinte, le mécanisme de la décharge H.F. peut être décrit de la manière suivante :

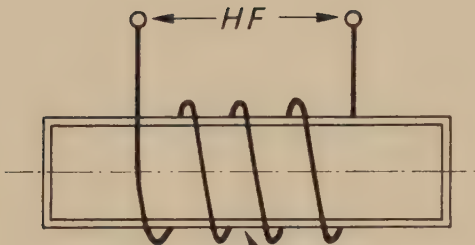


fig. 2-1

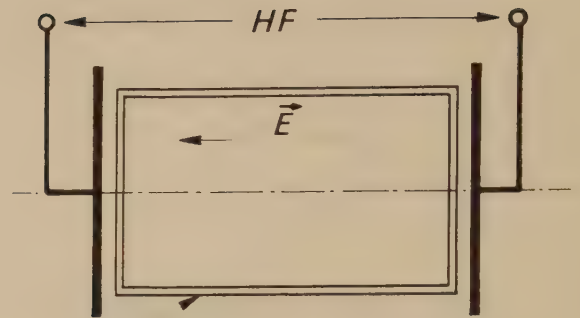


fig. 2-2

Enceinte à décharge isolante

En l'absence de champ électromagnétique dans l'enceinte remplie de gaz, il existe toujours un certain nombre d'électrons libres provenant de diverses causes (par ex : rayonnement cosmique, radioactivité naturelle, émission d'électrons à partir du ^{40}K contenu dans les parois de l'enceinte à décharge). Sous l'action du champ oscillant, les électrons se déplacent dans l'enceinte en faisant de nombreux chocs sur les molécules du gaz.

Ces électrons au cours de leur mouvement prélèvent de l'énergie au champ électromagnétique, et lors d'une collision élastique avec une particule lourde de masse M (molécule du gaz par exemple), ils transfèrent une fraction de l'ordre de $2 m/M$ de leur énergie cinétique à cette particule.

Le choc élastique de l'électron sur la particule lourde a pour effet de changer sa trajectoire, donc sa phase par rapport au champ exciteur. Son mouvement qui aurait été ordonné en l'absence de collisions, devient de ce fait aléatoire.

On peut montrer que l'énergie perdue par l'électron dans les chocs avec les molécules est inférieure, en moyenne, au gain d'énergie dans le champ électromagnétique, à cause du changement de phase du mouvement de l'électron.

Ce processus est cumulatif, l'énergie de l'électron augmentant jusqu'à atteindre une valeur suffisante pour provoquer une collision inélastique (excitation ou ionisation), dans laquelle il perdra la plus grande partie de son énergie. Il pourra également atteindre une paroi et y être absorbé et se recombiner.

On comprend ainsi pourquoi les processus d'amorçage de la décharge H.F. dépendront, pour un champ électrique donné, de la fréquence de collision ν_{e0} , c'est-à-dire en fait pour l'hydrogène de la pression du gaz. La présence d'un champ magnétique statique modifiera également les processus d'amorçage en enroulant les trajectoires des électrons.

II-2-2 - Entretien

La densité des ions formés par le processus précédent augmenterait continuellement si aucun phénomène de limitation n'intervenait. Physiquement, il n'en est pas ainsi et les électrons et les ions disparaissent de différentes manières qui sont principalement :

- la recombinaison en volume
- la diffusion
- la recombinaison sur les parois.

Dans notre cas, nous sommes en présence d'un plasma faiblement ionisé pour lequel la température électronique T_e est très supérieure à la température ionique T_i , il n'est pas alors nécessaire de prendre en considération la recombinaison en volume électrons-ions. La fréquence de collision électron-ion ν_{ei} est en effet toujours très faible comparée à ν_{eo} .

Les deux seuls phénomènes de destruction de particules chargées à faire intervenir sont donc la diffusion et la recombinaison sur les parois.

II-2-3 - Diffusion

La répartition de la densité électronique n_e dans une enceinte cylindrique est telle que cette densité diminue du centre vers la périphérie où elle est théoriquement nulle si les parois sont supposées parfaitement absorbantes pour les particules chargées (en réalité la densité n_e n'est nulle qu'à une certaine distance à l'intérieur de la paroi).

Du fait de cette répartition, les électrons diffusent dans l'enceinte du centre vers les parois et on peut leur attribuer le coefficient de diffusion libre D_e avec :

$$D_e = \frac{k T_e}{m_e \nu_{eo}}$$

Il est de même pour les ions, qui eux diffusent avec le coefficient :

$$D_i = \frac{k T_i}{m_i \nu_{io}}$$

De l'inégalité de ces deux coefficients il résulte que les vitesses de diffusion de deux espèces de particules chargées sont différentes, les électrons diffusant plus vite que les ions. Si ceci se passait librement, c'est-à-dire si les ions et les électrons diffusaient séparément la neutralité du plasma serait mise en défaut et l'on n'aurait pas en tout point $n_e \simeq n_i$.

Il n'en est pas ainsi, la séparation des charges fait apparaître un champ électrique de charge d'espace qui freine le mouvement des électrons. Il y a alors couplage du mouvement des ions et du mouvement des électrons ; on dit qu'il y a diffusion ambipolaire.

Cette diffusion ambipolaire est caractérisée par le coefficient D_a qui est une combinaison des deux précédents :

$$D_a = \frac{\mu_i D_e - \mu_e D_i}{\mu_i - \mu_e} \sim D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \sim D_i \frac{T_e}{T_i}$$

Dans cette expression μ_e et μ_i sont les mobilités des électrons et des ions :

$$\mu_e = \frac{e}{m_e v_{eo}} \qquad \mu_i = \frac{e}{m_i v_{io}}$$

L'existence du phénomène de diffusion ambipolaire est liée à l'établissement d'un équilibre entre deux actions opposées : celle de l'agitation thermique des particules qui permet aux ions et aux électrons du plasma de se séparer et celle et celle des interactions coulombiennes qui tendent à maintenir la neutralité globale du plasma. Ce couplage entre le mouvement des ions et des électrons peut être caractérisé par la longueur de Debye λ_D , qui s'écrit pour les électrons :

$$\lambda_D = \left[\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right]^{1/2}$$

Si l'on compare cette longueur prise au centre de l'enceinte par exemple, soit λ_{D_0} , à la longueur de diffusion Λ , on pourra dire que le plasma est soumis à la diffusion ambipolaire lorsque :

$$\lambda_{D_0} \ll \Lambda \qquad (1)$$

Si la distribution radiale de la densité électronique suit approximativement la loi :

$$n_e = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$

où n_0 est la valeur de la densité électronique au centre de la décharge et R le rayon de l'enceinte, on démontre que la longueur de diffusion radiale est :

$$\Lambda = \Lambda_r \sim \frac{R}{2}$$

La comparaison à l'aide du tableau 2-II, des longueurs de Debye λ_D obtenues pour différentes situations du plasma avec le rayon $R = 17$ mm de l'enceinte à décharge, permet de dire que du point de vue du critère (1) le plasma est régi en général par la diffusion ambipolaire.

Cependant, la condition précédente n'est pas suffisante pour que l'on puisse appliquer la théorie de la diffusion. Il faut vérifier en plus que les libres parcours moyens des particules chargées sont inférieurs aux dimensions de l'enceinte :

$$\lambda_e, \lambda_i < R$$

et que sous l'action du champ électrique H.F. les particules ne viennent pas systématiquement frapper les parois, donnant lieu ainsi à des phénomènes secondaires :

Le libre parcours moyen des électrons λ_e , est donné par :

$$\lambda_e = \frac{1}{p \cdot P_c} \frac{T_g}{273} = \frac{1}{n_g Q_c}$$

où

T_g et n_g sont la température et la densité du gaz neutre

p la pression du gaz dans l'enceinte

P_c et Q_c la probabilité de collision électron-molécule et la section efficace de collisions élastiques, pour un gaz et une énergie donnés (S.C. Brown (8)).

Le tableau 2-1 donne les valeurs de λ_e dans l'hydrogène pour différentes pressions lorsque $kT_e = 8$ eV. et $T_g = 400^\circ K$. La condition $\lambda_e < R$ est satisfaite pour des pressions $p > 2 \cdot 10^{-2}$ Torr. En-dessous de cette pression, le plasma n'est donc plus régi par la diffusion.

Pour les ions, le libre parcours moyen λ_i est donné par une formule identique à la précédente. Mais dans ce cas on ne connaît pas la valeur de P_c pour des ions à basse énergie. On sait cependant (Barnett (9)) que pour des ions d'énergie 4 eV. se déplaçant dans de l'hydrogène à une pression de 10^{-2} Torr le libre parcours moyen λ_i est de l'ordre de 6 mm. On peut donc penser que l'on a toujours $\lambda_i < R$.

Etudions maintenant le mouvement oscillant du nuage électronique sous l'action du champ électrique H.F. Les électrons ne doivent pas heurter de façon systématique les parois de l'enceinte à décharge. Il faut donc calculer l'amplitude du mouvement de l'électron moyen dans le champ électrique.

Le champ à faire intervenir est le champ longitudinal $\vec{E}_z$ que nous étudions en détail plus loin. Ce champ tend à déplacer les électrons suivant l'axe du tube à décharge et son amplitude est beaucoup plus importante que celle du champ induit azimutal $\vec{E}_\theta$. Ce champ électrostatique $\vec{E}_z$ que l'on supposera uniforme peut être évalué dans le vide à partir de la tension H.F. appliquée aux bornes de la bobine excitatrice. On obtient ainsi pour $\vec{E}_z$ les amplitudes suivantes :

$$\begin{array}{ll} 60 \text{ à } 80 \text{ V/cm. sans écran} & (\text{cf. paragraphe III-2-4}) \\ 15 \text{ à } 20 \text{ V/cm. avec écran} & \end{array}$$

L'amplitude x du mouvement de l'électron moyen est donnée par S.C Brown (10) sous la forme :

$$x = \frac{\sqrt{2} e E_z}{m \omega v_{e0}}$$

Pour $E_z = 80$ V/cm., $f = 2\pi/\omega = 40$ MHz., $p = 20$ m Torr, on obtient pour l'amplitude des oscillations des électrons dans l'hydrogène :

$$x \sim 7 \text{ cm.}$$

Si L est la longueur de l'enceinte, on doit toujours satisfaire la condition :

$$x < L/2$$

Dans nos expériences L est de l'ordre de 16 à 18 cm suivant les enceintes. La condition est donc toujours vérifiée, d'autant que pratiquement le champ $\vec{E}_z$ a la valeur indiquée que sur la longueur de la bobine excitatrice, c'est-à-dire sur une petite portion de la longueur totale de l'enceinte.

La condition $x < L/2$ étant satisfaisante, nous pouvons négliger les phénomènes secondaires qui apparaissent lorsque les électrons viennent frapper les parois de l'enceinte.

En conclusion, nous pouvons dire que la décharge que nous étudions est soumise au régime de diffusion dès que la pression du gaz est supérieure à 10^{-2} Torr.

II-2-4 - Diffusion en présence d'un champ magnétique

L'application d'un champ magnétique statique $\vec{B}$ sur la décharge a pour effet d'enrouler les trajectoires des particules chargées dans un plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique. Le mouvement des particules parallèlement au champ n'est pas perturbé. La longueur de diffusion $\Lambda_{||}$ dans la direction du champ magnétique ne sera donc pas modifiée. Par contre, la longueur de diffusion $\Lambda_{\perp}$ dans le plan perpendiculaire à $\vec{B}$ sera augmentée. Brown (10) a montré que $\Lambda_{\perp}$ peut s'écrire :

$$\frac{1}{\Lambda_{\perp}^2} = \frac{v_{eo}^2}{v_{eo}^2 + \omega_b^2} \cdot \frac{1}{\Lambda_o^2}$$

où ω_b est la pulsation gyromagnétique $\omega_b = eB/m$ et Λ_o la longueur de diffusion dans le plan perpendiculaire à B en l'absence de champ.

Il apparaît donc que le champ magnétique réduit les pertes par diffusion dans le plan perpendiculaire à sa direction. Tout se passe comme si une dimension de l'enceinte avait été augmentée.

II - 3 GRANDEURS CARACTERISTIQUES DU PLASMA H.F.

Dans le but d'obtenir une vue d'ensemble de l'évolution des paramètres du plasma en fonction de la pression p du gaz dans l'enceinte et de l'excitation haute fréquence (au travers de la densité électronique du plasma, cette densité étant fonction de la puissance H.F. transmise au plasma), nous avons reporté dans les tableaux (2.1), (2.11) les évolutions des quantités suivantes :

- $n_g = n_o$ densité des particules neutres (molécules H_2), $n_g = p/kT_g$
- v_{eo} fréquence de collision électron neutre, $v_{eo} = 5,9 \cdot 10^9 p$, p en Torr (cette formule est applicable dès que l'énergie moyenne de l'électron est supérieure à 4 eV.) (Allis et Brown (11))

- $\nu_{T(e,o)}$ fréquence d'échange d'énergie électron neutre

$$\nu_{T(e,o)} = \frac{m}{m_o} \nu_{eo}$$

- ν_{ee} fréquence de collision électron-électron

$$\nu_{ee} = 4 \frac{n_e}{T_e^{3/2}} \text{Log } \Lambda$$

Log Λ est appelé le logarithme coulombien (Shkarofsky (12)).

- λ_e libre parcours moyen des électrons : $\lambda_e = \frac{1}{n_g Q_c}$

Q_c étant la section efficace de collision élastique.

- λ_D longueur de Debye électronique :

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_o k T_e}{e^2 n_e} \right)^{1/2}$$

- n_e / n_o ou n_e / n_g degré d'ionisation.

Pression du gaz p (Torr)	$5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-2}$	Observations
$n_g (\text{cm}^{-3})$	$1,25 \cdot 10^{14}$	$4,9 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{15}$	H_2 $T_g = 400 \text{ }^\circ\text{K}$
$\nu_{eo} (\text{s}^{-1})$	$3 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^8$	$4,1 \cdot 10^8$	
$\nu_{T(e-o)} (\text{s}^{-1})$	$1,6 \cdot 10^4$	$6,5 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^5$	$m_o = m(\text{H}_1)$
$\lambda_e (\text{cm})$	6,7	1,7	0,49	$T_g = 400 \text{ }^\circ\text{K}$ $kT_e = 8 \text{ eV.}$

Tableau 2 - 1

	Excitation H.F.				Observations
	Faible	Moyenne		Forte	
$n_e(\text{cm}^{-3})$	10^9	10^{10}	10^{11}	5.10^{11}	
$v_{ee}(\text{s}^{-1})$	$2,5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^5$	$1,25 \cdot 10^6$	$kT_e = 8 \text{ eV.}$
$\lambda_D(\text{cm})$	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$2,24 \cdot 10^{-2}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$kT_e = 8 \text{ eV.}$
n_e / n_g	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	$n_g = 4,9 \cdot 10^{14}$ ($p = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$)

Tableau 2 - II

II - 4 DIAGRAMME $p\Lambda$, $p\lambda$

S.C. Brown (8) a montré que l'on pouvait donner une représentation com-
mode des différents mécanismes de la décharge H.F. en traçant dans un diagramme
 $p\Lambda, p\lambda$ (Λ longueur de diffusion, λ longueur d'onde du champ électromagnétique exci-
tateur) les courbes délimitant les divers modes de fonctionnement.

La figure 2-3 montre le diagramme $p\Lambda$, $p\lambda$ avec nos conditions expéri-
mentales. On a tracé sur ce diagramme :

- La limite du libre parcours moyen :

Pour cela on compare, comme au paragraphe II.2.3., la longueur de diffu-
sion $\Lambda = R/2$ au libre parcours moyen des électrons.

$$\lambda_e = \Lambda \text{ ce qui, dans le diagramme, conduit à :}$$

$$p\lambda_e = p\Lambda$$

or pour l'hydrogène la quantité $p\lambda_e$ est une constante dont la valeur est $1/49 \text{ Torr.cm}$
On obtient donc sur le diagramme une horizontale d'équation :

$$p\Lambda = 2,04 \cdot 10^{-2} (\text{Torr.cm})$$

- La limite des fréquences :

Il est important dans un plasma H.F. de savoir situer la fréquence de colli-
sion électron - neutre v_{eo} par rapport à la fréquence angulaire d'excitation de la
décharge ω .

On trace donc sur le diagramme la courbe traduisant l'égalité :

$$v_{eo} = \omega$$

Pour l'hydrogène et pour une température électronique telle que $kT_e > 4 \text{ eV}$, on a :

$$v_{eo} \approx 5,9 \cdot 10^9 \text{ p (Torr)}$$

d'où

$$pv_{eo} = p\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$$

ce qui donne

$$p\lambda = \frac{2\pi c}{5,9 \cdot 10^9} \approx 31,8$$

La limite $v_{eo} = \omega$ est donc représentée dans le diagramme par une verticale d'équation $p\lambda = 31,8 \text{ (Torr.cm)}$.

Il est intéressant d'examiner l'évolution de la conductivité complexe σ du plasma, telle qu'elle sera définie au § III-2-5 du chapitre III, lorsque $v_{eo} < \omega$ soit à gauche de la limite et lorsque $v_{eo} > \omega$, à droite de la limite.

Nous verrons que σ peut s'écrire :

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m} \left[\frac{1}{v_{eo}^2 + \omega^2} \right] [v_{eo} - i\omega]$$

pour $v_{eo} < \omega$, la partie réactive de σ (partie imaginaire) est plus importante que la partie réelle, le plasma sera dit réactif.

pour $v_{eo} > \omega$, la partie résistive de σ (partie réelle) est plus grande que la partie imaginaire, le plasma sera dit résistif.

Le plan $p\lambda$, $p\lambda$ est donc divisé par la droite représentant l'équation :

$$v_{eo} = \omega$$

en deux domaines verticaux.

On peut également sur ce diagramme repérer deux zones séparées par la droite pour laquelle la relation :

$$\omega = \frac{m}{m_o} v_{eo} \quad \text{est satisfaite}$$

On définit ainsi deux domaines tels que :

$$\omega \ll \frac{m}{m_o} v_{eo} \quad \text{et} \quad \omega \gg \frac{m}{m_o} v_{eo}$$

Si le point représentatif du plasma se place dans la région où la première inégalité est satisfaite, on dira qu'il s'agit d'un plasma en basse fréquence. Si c'est la deuxième inégalité qui est satisfaite, on dira qu'il s'agit d'un plasma en haute fréquence.

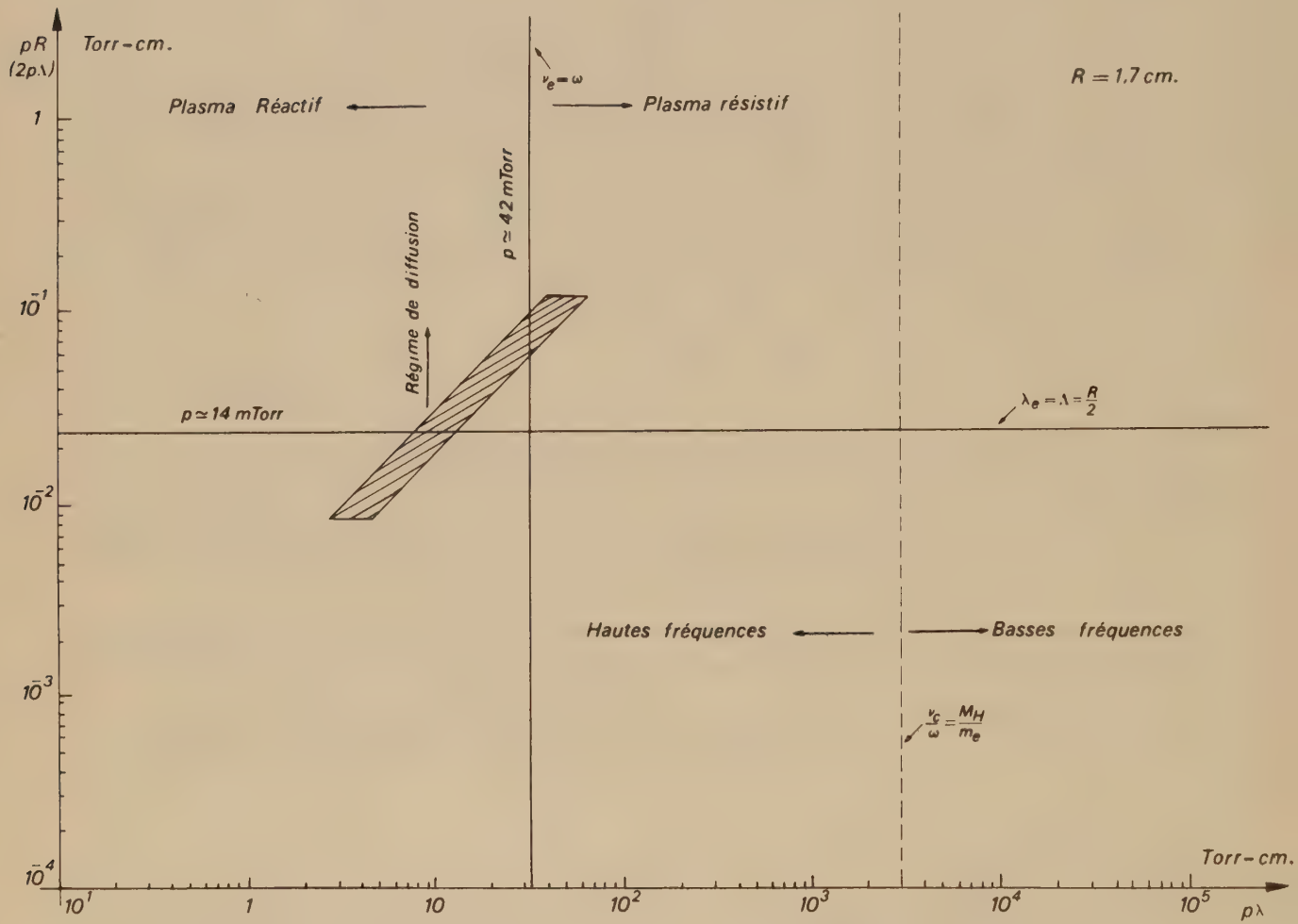


fig. 2-3

Nous avons reporté sur le diagramme $p\Lambda$, $p\lambda$ les points caractéristiques du domaine que nous étudions.

- la fréquence d'excitation était toujours comprise entre 25 et 50 MHz,
- la pression de l'hydrogène entre $5 \cdot 10^{-3}$ et $7 \cdot 10^{-2}$ Torr,
- le rayon de l'enceinte était $R = 17$ mm dans la plupart des cas.

On obtient ainsi la zone oblique représentée en grisé. Nous voyons immédiatement que les conditions de fonctionnement de la décharge ne seront pas toujours les mêmes :

- Aux basses pressions, la décharge sera régie par le régime dit de chute libre, alors qu'aux hautes pressions le régime de décharge sera un régime de diffusion (à partir d'une pression de l'ordre de 15 à 20 mTorr).
- Aux basses pressions, le plasma sera réactif, à fortes pressions son comportement sera mi-réactif, mi-résistif.
- Dans tous les cas, le plasma sera un plasma "en haute fréquence".

Le fait que le plasma de notre décharge H.F. ne puisse se classer dans une catégorie déterminée, mais participe de plusieurs catégories rendra souvent les raisonnements difficiles, les hypothèses que nous serons amenés à faire n'ayant pas la même valeur dans les différents domaines.

II - 5 PLASMAS INTERMEDIAIRES

Il est utile de situer le plasma au moyen de son degré d'ionisation. Cette classification permet de rendre compte de l'importance des collisions électron-électron (fréquence ν_{ee}) par rapport aux collisions élastiques électron-molécule et inélastiques (par exemple : vibrations de la molécule). On appelle ν_1 la fréquence caractéristique de l'ensemble de ces collisions.

Lorsque l'on fait cette comparaison (J.L. Delcroix (13)), on distingue trois familles de plasmas suivant que :

$$\nu_{ee} \ll \frac{m}{m_o} \nu_1 \ll \nu_1 \quad (\text{plasma faiblement ionisé})$$

$$\frac{m}{m_o} \nu_1 \ll \nu_{ee} \ll \nu_1 \quad (\text{plasma intermédiaire})$$

$$\frac{m}{m_o} \nu_1 \ll \nu_1 \ll \nu_{ee} \quad (\text{plasma fortement ionisé})$$

Cette classification se traduit facilement dans un diagramme ayant pour axes de coordonnées le degré d'ionisation n_e/n_o et l'énergie électronique kT_e . Les deux limites $\nu_{ee} = (m_e/m_o) \nu_1$ et $\nu_{ee} = \nu_1$ pouvant s'écrire pour l'hydrogène respectivement :

$$\frac{n_e}{n_0} = 0,31 \cdot 10^2 \sigma_1 T_e^2 / \log \Lambda \quad \text{et} \quad \frac{n_e}{n_0} = 1,15 \cdot 10^5 \sigma_1 T_e^2 / \log \Lambda$$

dans ces formules, σ_1 est la section efficace (exprimée en cm^2) de l'ensemble des phénomènes de collisions élastiques et inélastiques qui interviennent.

Pour l'hydrogène, à une pression p de $4 \cdot 10^{-2}$ Torr ($n_0 = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) un tel diagramme est donné par la figure 2-4.

Les deux équations $v_1 = v_{ee}$ et $v_{ee} = (m/m_0) v_1$ séparent le plan en trois parties correspondant aux trois types de plasmas définis par les inégalités précédentes.

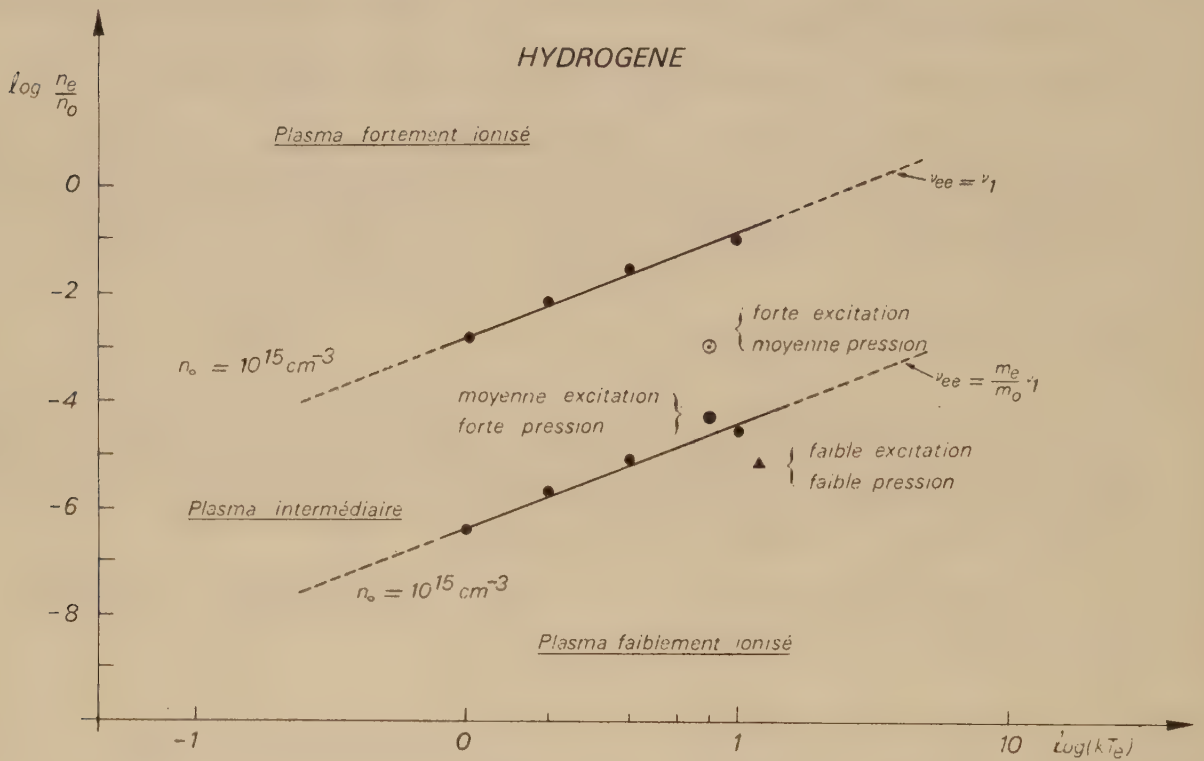


fig. 2-4

Nous avons reporté sur la figure 2-4, trois points représentant des situations caractéristiques de notre plasma :

- Excitation à puissance élevée $n_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$; $kT_e = 8 \text{ eV.}$, pression moyenne $2 \cdot 10^{-2}$ Torr
- Excitation à puissance moyenne $n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$; $kT_e = 8 \text{ eV.}$, pression élevée $7 \cdot 10^{-2}$ Torr
- Excitation à faible puissance $n_e = 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $kT_e = 12 \text{ eV.}$, pression faible $5 \cdot 10^{-3}$ Torr.

Nous constatons sur ce diagramme que si la décharge est excitée avec une puissance H.F. élevée, dans la zone des pressions moyennes (dans le cas de la résonance par exemple cf. V-2-3), le plasma se situe dans la classe des plasmas intermédiaires. Dans toutes les autres situations le plasma est à la limite entre les plasmas faiblement ionisés et les plasmas intermédiaires.

Ce fait est regrettable car on montre que les plasmas intermédiaires sont en général des plasmas pour lesquels la distribution des vitesses électroniques est une distribution maxwellienne, avec dans le cas d'une excitation par un champ H.F. des termes oscillants non maxwelliens de faible amplitude (J.L. Delcroix 13)).

Lorsque la distribution est maxwellienne on peut plus facilement attribuer une valeur à la mesure de la température électronique T_e par la méthode des sondes électriques. Dans le cas contraire, cette notion ne constitue alors qu'une approximation plus ou moins grossière.

II - 6 COMPOSITION DU PLASMA ET PROCESSUS D'IONISATION DANS LA DECHARGE H.F. DANS L'HYDROGENE

S'il est toujours d'un grand intérêt de connaître la composition d'un plasma, cette connaissance devient nécessaire lorsque l'on veut utiliser des méthodes de diagnostics comme celle des sondes pour déterminer la densité électronique n_e . On a alors besoin de connaître la nature des ions présents dans la décharge. Cette connaissance permet également de mieux interpréter la répartition des différents ions dans le faisceau ionique qui pourra être extrait de la décharge.

Une étude intéressante des divers processus de collisions inélastiques qui peuvent apparaître dans une décharge H.F. dans l'hydrogène fut publiée il y a une dizaine d'années par Goodyear et Von Engel (26). Des mesures récentes et plus précises des sections efficaces de plusieurs processus d'ionisation et d'excitation obligent à modifier les résultats obtenus à cette époque. En particulier, il semblerait que dans certaines conditions les atomes métastables puissent contribuer au processus d'ionisation.

II-6-1 - Réactions pouvant apparaître dans une décharge H.F. dans l'hydrogène.

Le tableau 2-III donne une vue d'ensemble des principaux processus de collisions inélastiques qui peuvent apparaître dans une décharge H.F. dans l'hydrogène.

Le domaine d'énergie des particules entrant en collisions est très restreint. En effet, l'énergie des électrons varie de quelques électrons volts à une dizaine d'électrons volts. Les ions du fait de leur masse ont une énergie très faible ; il en est de même des atomes et des molécules étant donné la basse température du gaz neutre ($T_g \sim 400^\circ\text{K}$).

On trouve dans ce tableau, pour chaque processus, la section efficace maximum et l'énergie correspondante. Dans la mesure du possible, nous avons cherché à y faire figurer des travaux récents venant préciser ou compléter les résultats antérieurs.

N°	Réaction	Seuil (e.v.)	Section efficace maximum (10 ⁻¹⁶ cm ²)	Energie à σ max. (e.v.)	Nom de la réaction	Bibliographie
1	$H_2 + e \longrightarrow H_2^+ + 2e$	15,42	1,02	66	Ionisation de H_2	(14)
2	$H_2 + e \longrightarrow H^+ + H + 2e$	23	0,058	110	Ionisation avec dissociation	(15)
3	$H_2 + e \longrightarrow H^+ + H^+ + 3e$	23	0,058	110	Ionisation avec dissociation	(15)
4	$H_2 + e \longrightarrow H + H + e$	8,9	0,9	18	Dissociation de H_2	(16)
5	$H_2 + e \longrightarrow H_2 + e$	10,3	0,2	60	Excitation de H_2	(17)
6	$H_2^+ + e \longrightarrow (H_2^+)^* + e \longrightarrow H^+ + H + e$		$\left\{ \begin{array}{l} 6 \text{ à } 5 \text{ e.v.} \\ 1,8 \text{ à } 100 \text{ e.v.} \end{array} \right.$		Excitation dissociative	(18)
7	$H_2^+ + e \longrightarrow H^+ + H^+ + 2e$				Ionisation dissociative	(18)
8	$H + e \longrightarrow H^+ + 2e$	13,6	0,65	60	Ionisation de H	(19) (20)
9	$H + e \longrightarrow H(2s)^* + e$	10,20	0,095	11,5	Excitation du métastable	(21)
10	$H + e \longrightarrow H(2p)^* + e$	10,20	0,6	60	Excitation sur le niveau 2p	(17)
11	$H(2s)^* + e \longrightarrow H^+ + e$	3,4 à 4	7	8	Ionisation du métastable	(22) (23)
12	$H(2p)^* + e \longrightarrow H^+ + e$	3,4 à 4	5,2	8	Ionisation de l'atome excité	(22)
13	$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$	Thermique	$\left\{ \begin{array}{l} 70 \text{ à } 0,4 \text{ e.v.} \\ 1,2 \text{ à } 10 \text{ e.v.} \end{array} \right.$		Réaction ion - molécule	(24)
14	$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_2 + H + H^+$		1 à 10 e.v.		Collision induite avec disso.	(25)
15	$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_2 + H_2^+$		15 à 5 e.v.		Transfert de charge.	(25)

TABEAU 2 - III

En ce qui concerne l'ionisation à partir du niveau métastable $2s$ de l'atome d'hydrogène, il n'existe qu'une mesure expérimentale de la section efficace d'ionisation (23), aussi avons-nous comparé cette section efficace aux valeurs théoriques plus nombreuses (22). La section efficace d'ionisation du niveau radiatif $2p$ est un résultat théorique.

II-6-2 - L'ionisation en plusieurs étapes

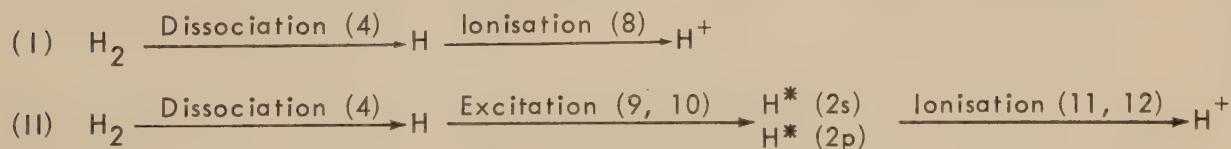
La plupart des travaux relatifs à la composition ionique du plasma d'hydrogène d'une décharge H.F. ont montré que le composant dominant était l'ion H^+ , le proton. L'examen du tableau 2-III montre que H^+ est formé à partir de la molécule H_2 par l'intermédiaire des réactions (2), (3) et à partir de H_2^+ par les réactions (6), (7) et (14). Si l'on suppose que les électrons du plasma ont une distribution maxwellienne de l'énergie dont la valeur moyenne, $\bar{E} = (3/2) kT_e$, est toujours de l'ordre de quelques électrons volts, il est évident qu'interviendront seulement, de façon prépondérante les réactions qui auront :

- un seuil d'apparition très bas,
- une section efficace importante près du seuil (l'énergie qui correspond à la section efficace maximum sera proche de l'énergie correspondant au seuil d'apparition).

Nous constatons qu'aucune des réactions précédentes (2, 3, 6, 7) ne satisfait ces conditions. Seule la réaction (14) pourrait conduire à la production d'un nombre significatif de H^+ mais le rendement de cette réaction est lié à celui de la production des ions H_2^+ par la réaction (1), réaction pour laquelle les conditions précédentes ne sont pas satisfaites.

Nous sommes donc conduit à examiner des processus en deux ou trois étapes permettant de passer de H_2 à H^+ .

La molécule d'hydrogène H_2 se dissocie suivant la réaction (4) qui a un rendement élevé, les conditions énoncées précédemment étant satisfaites. Les atomes créés par la réaction (4), seront ensuite soit ionisés par choc électronique suivant la réaction (8) ou bien excités suivant les réactions (9) et (10). La réaction (9) conduit à l'état métastable $2s$, la réaction (10) au niveau excité $2p$. Les atomes excités peuvent à leur tour être ionisés suivant les réactions (11) et (12). Le passage de H_2 à H^+ peut donc se faire suivant les deux schémas ci-dessous :



Pour pousser plus avant le raisonnement afin de déterminer lequel des deux schémas précédents est prédominant, il est nécessaire d'étudier les taux de réaction des divers processus en cause. Cependant, auparavant il faut s'assurer que l'on peut maintenir dans la décharge un taux de dissociation important, toutes les réactions dépendant de cette dissociation.

L'évaluation du taux de dissociation dans une décharge est un problème difficile, car ce taux de dissociation dépend beaucoup plus de l'enceinte qui contient le plasma que de la décharge elle-même. Ce sont en effet les surfaces du tube à décharge qui assurent dans sa quasi-totalité la recombinaison des atomes en molécules. La recombinaison dépendra donc des matériaux constituant l'enceinte. Il a été prouvé (26) que ce sont les surfaces métalliques (électrodes et sondes de mesures par exemple) qui contrôlent le phénomène de recombinaison, le coefficient de recombinaison pour de telles surfaces étant beaucoup plus grand que celui du verre Pyrex ou du quartz (46).

Goodyear et Von Engel (26) ont évalué le degré de dissociation au moyen d'un schéma simplifié d'une enceinte à décharge en pyrex comportant une électrode de tungstène. Ce degré de dissociation dépend directement de la densité électronique n_e , du coefficient de recombinaison, de la pression et des caractéristiques géométriques de l'enceinte à décharge. Ces auteurs ont montré, et l'expérience l'a confirmé que l'on peut obtenir un degré de dissociation de l'ordre de 70 % dans une décharge H.F. dont les caractéristiques sont les suivantes :

Gaz : hydrogène à une pression de 30.10^{-3} Torr.
 $n_e \approx 3.10^{10} \text{ cm}^{-3}$
 $kT_e \approx 5,5 \text{ eV}$.
Diamètre de l'enceinte : $2 R = 8 \text{ cm}$.
Longueur de l'enceinte : $L = 20 \text{ cm}$.
Longueur de la décharge : $\approx 10 \text{ cm}$.
Fréquence d'excitation : $f = 15 \text{ MHz}$.
Puissance H.F. $\approx 170 \text{ W}$.

Cette situation est assez voisine de nos conditions expérimentales ; cependant, la puissance H.F. par unité de volume est vraisemblablement plus élevée dans notre cas, ce qui ne peut qu'accroître le degré de dissociation.

Nous considérons donc dans la suite, comme possible l'existence dans la décharge de 70 % d'atomes d'hydrogène.

Nous pouvons maintenant déterminer avec intérêt les taux de réaction pour les processus qui interviennent dans les deux schémas proposés. Le taux de réaction P est défini, dans le cas où l'on suppose que les particules lourdes ont une distribution uniforme de densité n_c et des vitesses négligeables, par l'équation (4) :

$$P = \frac{dn}{dt} = n_c \int_0^{\infty} \sigma(v_e) v_e^3 f_e dv_e \text{ événements / cm}^3 \cdot \text{sec.}$$

Dans cette équation :

v_e est la vitesse de l'électron entrant en collision avec la particule lourde.

f_e est la fonction de la distribution de l'énergie des électrons, on suppose en général cette distribution maxwellienne d'énergie moyenne $\bar{E} = (3/2) kT_e$.

$\sigma(v_e)$ est la section efficace totale pour le processus considéré.

L'expression de P peut être transformée en posant $\bar{E} = eV_T$ et $1/2 m v^2 = eV$, on a ainsi :

$$P = n_e n_c \left(\frac{3(3e/\pi m)^{1/2}}{(V_T)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(V) V e^{-\frac{3V}{2V_T}} dV \right) = n_e n_c S$$

Le calcul de l'intégrale S a été effectué numériquement pour des plasmas dont la température électronique moyenne, $(3/2) kT_e$, varie entre 1 et 15 eV.

Ce calcul suppose la connaissance de la variation de la section efficace de la réaction considérée en fonction de l'énergie eV. Il a été effectué pour les réactions 1, 4, 8, 9, 10, 11, 12. Les sections efficaces utilisées sont pour la plupart les résultats d'expériences récentes, sauf pour les réactions (11) et (12) pour lesquelles les sections efficaces résultent d'un calcul théorique.

Dans le tableau 2-IV ont été portées les valeurs de S pour les différentes réactions envisagées. Ces valeurs sont extrêmement sensibles à la valeur du seuil d'apparition de la réaction et à la valeur de la section efficace immédiatement après ce seuil. Cette remarque justifie les écarts qui existent entre les évaluations de Goodyear et Von Engel (26) et certains de nos résultats, les courbes des sections efficaces n'étant pas toujours les mêmes.

La comparaison entre l'ionisation de l'atome dans l'état fondamental suivant le schéma (I) et l'ionisation à partir des états métastable et excité suivant le schéma (II), nécessite la connaissance de la durée de vie des états excités.

Pour l'état excité radiatif 2p, la durée de vie est très courte, de l'ordre de $1,6 \cdot 10^{-9}$ seconde. Le problème est plus compliqué pour l'état métastable 2s. En effet, il n'existe pas à notre connaissance de mesure expérimentale de ce temps de vie. Théoriquement, en l'absence de champ électrique et dans des décharges à très basses densités, la durée de vie de l'état métastable est de l'ordre de 1/7 de seconde (27), (28).

Une tentative de mesure expérimentale a été faite par Fite et Brackmann (29). Ces auteurs ont montré que la durée de vie τ de l'état métastable 2s était probablement plus grande que 2,4 ms.

La comparaison entre les contributions des processus (I), et (II) à l'ionisation peut être exprimée par le rapport entre le nombre d'ions I^* venant de l'ionisation à partir du métastable 2s ou de l'état 2p et le nombre d'ions I provenant de l'ionisation directe de l'atome H. Soit :

$$\frac{I^*}{I} = \frac{N^*}{N} \cdot \frac{S(H^* \rightarrow H^+)}{S(H \rightarrow H^+)} = \frac{N^*}{N} \cdot R$$

Valeurs de S (en 10^{-11} événements $\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$) en fonction de l'énergie
moyenne $\bar{E}$ de la distribution électronique.

$\bar{E}$ (ev)	$\text{H}_2 \longrightarrow \text{H}_2^+$	$\text{H}_2 \longrightarrow \text{H} + \text{H}$	$\text{H} \longrightarrow \text{H}^+$	$\text{H} \longrightarrow \text{H}^*(2p)$	$\text{H}^*(2p) \longrightarrow \text{H}^+$	$\text{H} \longrightarrow \text{H}^*(2s)$	$\text{H}^*(2s) \longrightarrow \text{H}^+$
1	0	0,0016	0,0000001	0,000067	17,2	0,0001	31
2	0,008	2,1	0,0115	0,30	500	0,23	730
3	0,5	24	0,60	4,3	1530	2,6	2130
4	4,1	84	4,5	17,5	2650	8,1	3600
5	15	175	15	41	3640	16	4940
6	37	285	36	75	4470	24	6070
7	70	400	66	110	5160	32	7020
8	115	510	104	160	5720	40	7800
9	170	615	150	205	6180	45	8470
10	230	715	205	257	6560	51	9040
11	300	800	260	310	6880	55	9520
12	380	880	320	365	7150	60	9920
13	460	950	390	420	7370	63	10270
14	540	1000	450	475	7560	66	10570
15	625	1050	515	530	7720	68	10830
							(Staufner) (Dixon)

TABLEAU 2 - IV

N^* est le nombre d'atomes dans l'état $2s$ ou $2p$, nombre qui dépend essentiellement du taux de production de ces réactions (colonnes 4 et 6 du tableau 2-IV) et de la durée de vie de ces états.

La fonction R s'obtient en faisant le rapport des taux de réaction S des colonnes 5 et 3, 7 et 3. La variation de R en fonction de l'énergie moyenne $\bar{E}$ est représentée sur la figure 2-5. Nous avons reporté sur cette figure la courbe obtenue très récemment par Dixon et Von Engel (30).

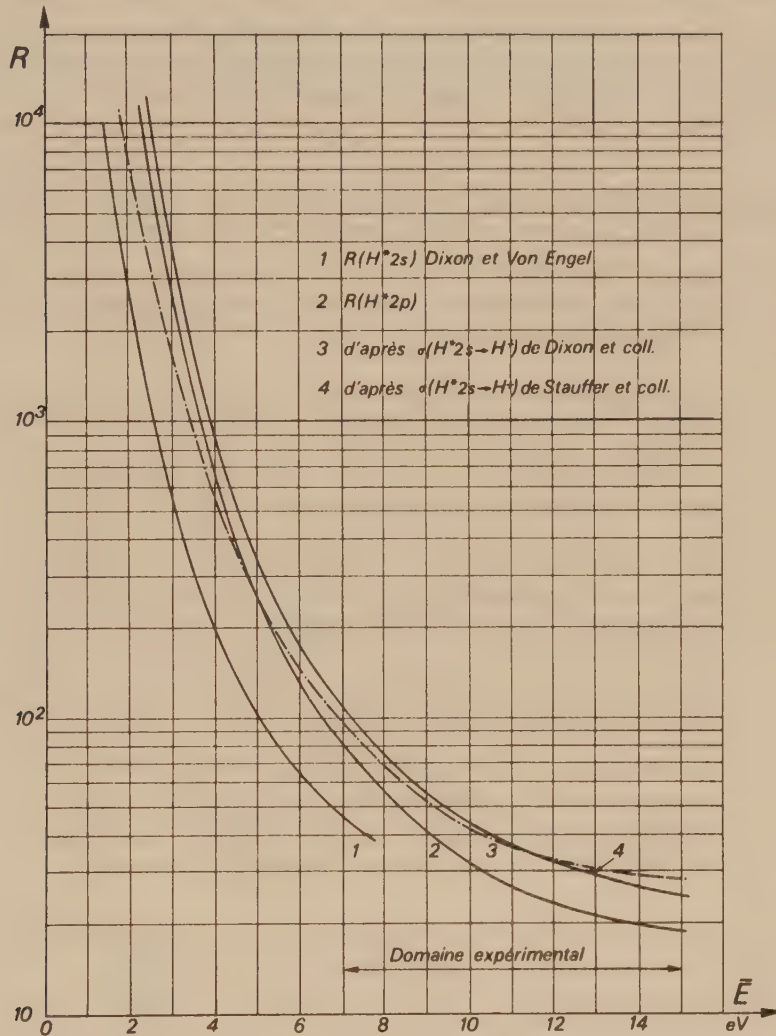


fig. 2-5

Ces résultats permettent de déterminer dans quelle proportion les états excités contribuent à l'ionisation. Il faut cependant faire des hypothèses sur :

- le degré de dissociation des molécules de H_2 ,
- la durée de vie des atomes excités.

L'hypothèse sur le degré de dissociation est facile à admettre ; l'expérience montre en effet que les décharges H.F. permettent d'obtenir un fort taux de dissociation des molécules d'hydrogène.

Par contre il est plus difficile d'évaluer correctement le temps de vie τ (2s) des atomes métastables en dehors du cas simplifié où les collisions n'interviennent pas et en l'absence de champ électrique extérieur. L'évaluation de τ (2s) a été faite théoriquement en tenant compte :

- de la présence dans la décharge des particules neutres et chargées,
- de l'existence d'un champ électrique à l'intérieur de la décharge.

Ces deux facteurs ont pour effet de réduire le temps de vie τ (2s) et de transformer les atomes dans l'état 2s en atomes excités sur l'état 2p dont la durée de vie est très brève.

– Influence des autres particules sur le temps de vie de l'état métastable 2s.

L'évaluation du temps de vie au sein de la décharge peut se faire en tenant compte, soit des collisions directement (28), soit de l'effet du micro-champ électrique créé par les particules chargées.

Dans le premier cas, Bethe et coll. (28) donnent pour le temps de vie τ (2s) l'expression :

$$\tau(2s) = 1,43 \cdot 10^3 / n_i \quad (I)$$

où n_i est la densité ionique du plasma pour une température ionique de 10.000°K donc très supérieure à celle correspondant à nos conditions expérimentales. Ces mêmes auteurs montrent que la présence des atomes neutres peut être négligée.

Dans le second cas, V.I. Kogan et Coll. (119), font intervenir le micro-champ et donnent pour temps de vie de l'état 2s :

$$\tau(2s) = \left[48 \pi^{1/2} \omega_1 \mu \left[\text{Log} \frac{v^3}{\mu^2} + 2 \text{Log} \frac{v^3 \omega_1}{\mu^2 \omega_2} \right] \right]^{-1} \quad (II)$$

$$\text{avec } \mu = \frac{\hbar^2 n_e}{m^2 \omega_1 v_i} \quad \text{et} \quad v = \frac{\hbar n_e^{2/3}}{m \omega_1}$$

v_i est la vitesse la plus probable des ions (pour une distribution de Maxwell)

$\omega_1 = 1062$ MHz est l'intervalle de fréquence entre les niveaux 2s 1/2 et 2p 1/2

$\omega_2 = 9982$ MHz est l'intervalle de fréquence entre les niveaux 2s 1/2 et 2p 3/2

Les formules (I) et (II) conduisent à des résultats comparables. Le tableau suivant donne la durée de vie τ (2s) en fonction de la densité du plasma n_e ($n_e \simeq n_i$).

$n_e(\text{cm}^{-3})$	10^8	10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}
$\tau(2s) \text{ s.}$	4.10^{-5}	4.10^{-6}	4.10^{-7}	4.10^{-8}	4.10^{-9}

Nous constatons dans ce tableau que même à basse densité ($n_e \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$) la réduction du temps de vie des atomes métastables est considérable.

- Influence du champ électrique extérieur sur le temps de vie.

Nous verrons en détail dans le chapitre III la structure des champs électriques à l'intérieur de la décharge. Ainsi dans une décharge en couplage inductif avec blindage électrostatique, le champ électrique est approximativement tangentiel et non uniforme. Il est nul au centre de la décharge et maximum sur les parois. L'amplitude du champ électrique à la paroi est de manière courante de l'ordre de 10 à 20 V./cm.

Berthe et Coll. proposent comme relation entre $\tau(2s)$ et le champ électrique E la relation :

$$\tau(2s) \approx 3,6 \cdot 10^{-4} / E^2 \quad (E \text{ en Volt/cm.})$$

Cette expression conduit à $\tau(2s) = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ s.}$ pour $E = 5 \text{ V./cm.}$ et $\tau(2s) = 3,6 \mu\text{s}$ pour $E = 10 \text{ V./cm.}$ Ces valeurs sont à comparer avec la durée de vie de 0,14 s. lorsque le champ électrique est nul.

En rapprochant les valeurs du temps de vie $\tau(2s)$ obtenues en fonction de ces deux facteurs nous constatons que dans le type de décharge que nous étudions (densité supérieure à 10^8 cm^{-3} et présence d'un champ électrique), ce sont les phénomènes de collisions qui déterminent la durée de vie $\tau(2s)$.

Pour obtenir un ordre de grandeur de la contribution des atomes métastables à l'ionisation, nous avons choisi des conditions extrêmes pour la décharge que nous étudions, c'est-à-dire $n_e \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et un champ électrique moyen de 5 V/cm. Le temps de vie théorique des atomes métastables est alors de l'ordre de 15 μs .

La concentration des atomes excités par rapport à celle des atomes neutres a été calculée au moyen de l'équation : $N^*/N = \tau(S^*/S)$ en tenant compte des temps de vie ($\tau(2p) = 1,6 \cdot 10^{-9} \text{ s.}$, $\tau(2s) = 15 \cdot 10^{-6} \text{ s.}$). En utilisant les valeurs de S du tableau 2-IV nous obtenons pour différentes valeurs de $\bar{E}$ (donc de kT_e) les valeurs de N^*/N ci-dessous :

$\bar{E}(\text{eV.})$	6	10	14
$\frac{N^*(2p)}{N(H)}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$7,6 \cdot 10^{-7}$
$\frac{N^*(2s)}{N(H)}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}

$$n_e \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

$$E_{\text{moyen}} = 5 \text{ V./cm.}$$

Concentrations relatives en atomes excités.

Tableau 2-V

A partir de ce tableau et de la courbe $R = f(E)$ (figure 2-5) on obtient le rapport I^*/I . Le tableau 2-VI donne les valeurs de I^*/I en fonction de $\bar{E}$.

$\bar{E}$ (ev.)	6	10	14
$\frac{I^*(2p)}{I}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$
$\frac{I^*(2s)}{I}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$

$$n_e \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

$$E = 5 \text{ V./cm.}$$

Importance relative de l'ionisation à
partir des états excités.

Tableau 2-VI

L'examen de ce tableau montre que l'on peut négliger complètement la création d'ions H^+ à partir de l'état excité 2p. La contribution de l'ionisation des atomes métastables est très petite, environ 5 % pour $\bar{E} = 6 \text{ eV}$ dans un plasma très peu dense ($n_e \approx 5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$). Il semble donc que dans nos expériences où la puissance H.F. est suffisamment forte pour produire au centre de la décharge une densité électronique n_e de l'ordre de 10^9 à 10^{10} électrons/cm³, l'ionisation par l'intermédiaire de l'état métastable est négligeable. Le processus principal de production des ions H^+ est un processus en deux étapes. Dissociation de la molécule H_2 - ionisation de l'atome H.

On peut cependant montrer (109) que si la distribution de l'énergie des électrons se rapproche d'une distribution de Druyvesteyn, ce qui peut se produire dans une décharge H.F. (38), cette distribution défavorise l'ionisation directe de l'atome d'hydrogène. Alors dans ce cas, la contribution des atomes métastables peut devenir significative aux densités électroniques peu élevées.

II-6-3 - Autres ions présents dans une décharge H.F. dans l'hydrogène

L'expérience montre qu'en plus des ions H^+ , on trouve dans une décharge H.F. une proportion non négligeable d'ions H_2^+ et H_3^+ .

La répartition entre ces diverses espèces d'ions (H^+ , H_2^+ , H_3^+) évolue en fonction des conditions expérimentales (pression dans l'enceinte, puissance fournie à la décharge ...).

L'ion moléculaire H_2^+ est obtenu à partir de la réaction (1) du tableau 2-III.



La courbe de la section efficace de cette réaction est comparable à celle d'ionisation de l'atome (processus 1), cependant le seuil de la réaction (1) est plus élevé.

L'ion H_3^+ est obtenu par l'intermédiaire de la réaction (13) ion-molécule :



La section efficace de cette réaction (cf. tableau 2-III) n'est importante que lorsque la vitesse relative des particules est très faible. Nous verrons que l'importance de cette réaction augmente lorsque la pression s'élève à l'intérieur du tube à décharge.

0000007814910070J06012

CHAPITRE III

LA STRUCTURE ELECTROMAGNETIQUE DANS LA DECHARGE H.F. EN COUPLAGE INDUCTIF

III - 1 GENERALITES

Malgré le grand nombre d'études concernant la théorie de la décharge en haute fréquence, il n'existe qu'un nombre limité de travaux relatifs à l'action d'un champ magnétique de faible intensité sur la décharge en couplage inductif.

L'interprétation théorique du phénomène de résonance qui apparaît lorsque le champ magnétique est perpendiculaire à l'axe de la bobine H.F. est très peu avancée. Les travaux les plus récents sont ceux de B. Pfeiffer (31), de O. Sager (32) et de H. Oechsner (33), mais les résultats obtenus par ces auteurs ne sont pas directement transposables à nos expériences.

La principale difficulté de l'analyse théorique réside dans la géométrie du système. En effet, l'excitation par une bobine hélicoïdale engendre une distribution compliquée des champs électrique et magnétique et la densité électronique n_e et la conductivité σ du plasma ne sont pas uniformes (cf. chapitre V (2°)).

L'application d'un champ magnétique transversal ne fait que compliquer la situation en détruisant l'isotropie de la conductivité et de la permittivité du plasma. De plus, la direction du champ magnétique statique par rapport au champ électromagnétique ne permet pas d'envisager de symétrie simple.

Il découle de cela que toutes les tentatives d'interprétation théoriques ont été faites à l'aide d'une géométrie simplifiée, le plus souvent en considérant que l'excitation se faisait par ondes planes et que les champs étaient homogènes dans l'espace, hypothèses qui ne sont pas vérifiées dans le cas général.

Dans ce chapitre, nous allons étudier comment est distribué le champ électromagnétique à l'intérieur du solénoïde d'excitation.

III - 2 CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DANS LE SOLENOIDE D'EXCITATION

Nous avons vu qu'en couplage inductif, la décharge en haute fréquence est excitée par une bobine hélicoïdale qui entoure l'enceinte contenant le gaz, la bo-

bine est parcourue par le courant H.F. Apparemment, ce dispositif est très simple, nous allons voir cependant que la structure du champ électromagnétique qu'il engendre est en fait très complexe.

Avant d'analyser la topographie du champ électromagnétique à l'intérieur d'une bobine hélicoïdale de faible longueur contenant un plasma, il est intéressant d'examiner le cas plus simple où le solénoïde est long et lorsque aucune décharge n'est créée à l'intérieur de la bobine.

III-2-1 Champ électromagnétique dans un solénoïde idéal en l'absence de plasma

Si l'on suppose que le pas de la bobine hélicoïdale est très petit et que sa longueur L est grande par rapport à son diamètre, on peut assimiler cette bobine à un solénoïde idéal. Si celui-ci est parcouru par le courant H.F. $I = I_0 \sin \omega t$, on sait que le champ magnétique H.F. $\vec{B}$ qui est créé à l'intérieur du solénoïde est uniforme et dirigé suivant l'axe, son amplitude est :

$$B = \mu_0 n I_0 \sin \omega t$$

n , est le nombre de spires par unité de longueur.

Le potentiel vecteur $\vec{A}$ associé à ce champ magnétique est donné, à l'intérieur du solénoïde et sur un cercle de rayon r (cf. figure 3-1) par :

$$\vec{A} = \vec{A}_\theta = \frac{1}{2} \vec{B} \wedge \vec{r} = \frac{\mu_0 n I}{2} r \vec{u}$$

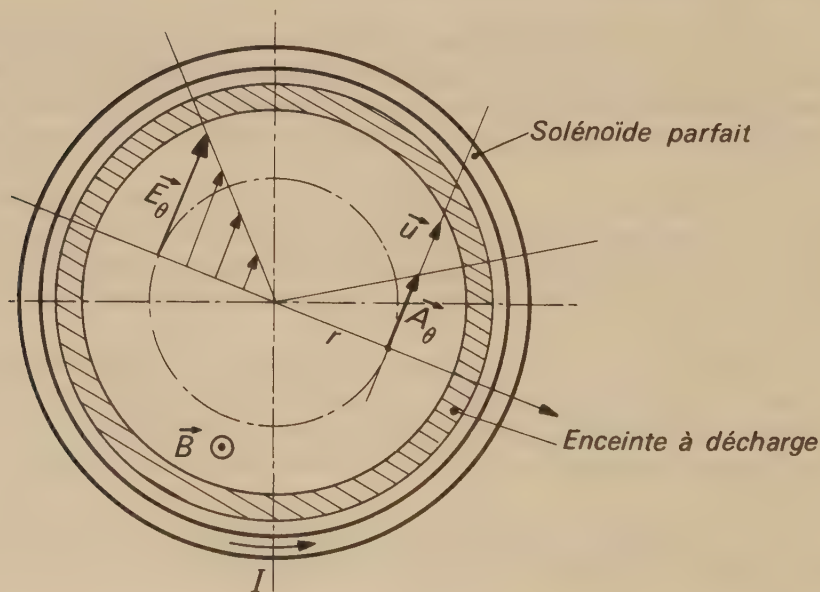


fig. 3-1

Ainsi donc le potentiel vecteur $\vec{A}$ est tangentiel, situé dans le plan de section droite, son amplitude croissant du centre à la périphérie. Le courant I étant variable, il apparaît par induction un champ électrique $\vec{E}$ à l'intérieur du solénoïde. Ce champ électrique induit est donné par l'expression :

$$\vec{E} = - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \theta = - \frac{1}{2} r \omega B \vec{u}$$

L'amplitude du champ induit $\vec{E} = \vec{E}_\theta$ (figure 3-1) varie linéairement en fonction de la distance r à l'axe du solénoïde.

Un solénoïde présente toujours entre ses deux extrémités une certaine impédance (self inductance, capacité et résistance), c'est-à-dire que pour faire circuler un courant I , il faut appliquer entre les extrémités du bobinage une différence de potentiel V . Cette différence de potentiel se répartit uniformément le long du solénoïde de telle sorte que l'on peut dire qu'entre chaque spire il existe une différence de potentiel v . Cette différence de potentiel permet de calculer un champ électrique dit champ électrostatique, dirigé suivant le gradient du potentiel c'est-à-dire longitudinalement. Ce champ a pour amplitude (en supposant une répartition uniforme) :

$$\vec{E}_z = \vec{E}_l = \frac{V}{L} \vec{z}$$

En résumé, le champ électromagnétique qui prend naissance à l'intérieur de la bobine hélicoïdale alimentée en H.F. est composé :

- d'un champ magnétique H.F. uniforme $\vec{B}$ dirigé suivant l'axe de la bobine,
- d'un champ électrique dissociable en deux composantes remarquables :
 - 1) Un champ électrique induit $\vec{E}_\theta$, associé au champ magnétique précédent, situé tangentiellement dans le plan de section droite et dont l'amplitude varie linéairement avec la distance à l'axe.
 - 2) Un champ électrique $\vec{E}_l$, dit champ électrostatique, dirigé suivant l'axe et lié à l'existence d'une impédance répartie et de la différence de potentiel appliquée entre les extrémités de la bobine.

III-2-2 Champ électromagnétique dans une bobine hélicoïdale de faible longueur

Lorsque le pas de la bobine n'est plus négligeable devant les autres dimensions (diamètre, longueur), on ne peut plus appliquer les résultats du solénoïde idéal. Il faut en particulier noter que le champ magnétique $\vec{B}$ n'est plus axial, en un point (figure 3-2) de l'axe de la bobine le champ magnétique fait un angle α avec cet axe. L'extrémité du vecteur champ magnétique décrit une hélice lorsque l'on se déplace le long de l'axe.

Si l'on choisit un système d'axes tel que celui représenté sur la figure, la composante du champ magnétique dans le plan de section droite est (34) :

$$B_y = - \frac{\mu_0 I}{p} \left[\frac{2\pi R}{p} K_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right) + K_1 \left(\frac{2\pi R}{p} \right) \right]$$

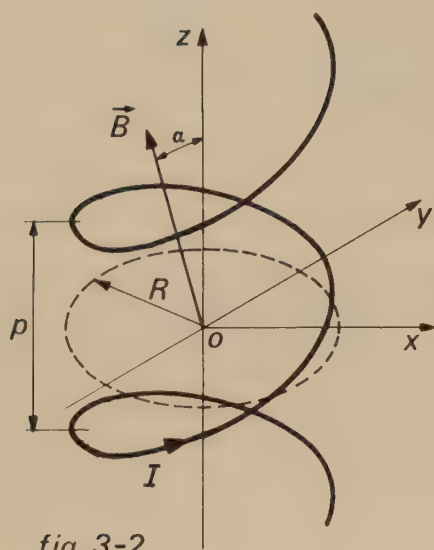


fig. 3-2

K_0 et K_1 étant les fonctions de Bessel modifiées de seconde espèce. L'angle d'inclinaison α du champ magnétique sur l'axe est alors donné par

$$\tan \alpha = \frac{B_y}{B_z} = - \left[\frac{2\pi R}{p} K_0 \left(\frac{2\pi R}{p} \right) + K_1 \left(\frac{2\pi R}{p} \right) \right]$$

Ces formules conduisent, pour une bobine infiniment longue, de rayon $R = 24$ mm, de pas $p = 20$ mm (valeurs usuelles dans nos expériences) à un angle α inférieur au degré.

Dans le cas pratique qui nous préoccupe, celui d'une bobine courte de quelques spires, le calcul analytique des composantes du champ magnétique est très compliqué.

Pour obtenir des indications sur la répartition du champ magnétique, nous avons relevé, sur une maquette de la bobine que nous utilisons, les composantes du champ magnétique suivant les trois directions Ox , Oy , Oz .

Les tableaux I, II et III donnés en annexe montrent comment évoluent le module du champ magnétique $\vec{B}$ et son inclinaison par rapport au plan yoz xoz .

Ces mesures montrent que dans la région voisine de l'axe de la bobine, le champ magnétique est à peu près axial. Dès que l'on s'écarte de la zone centrale les composantes transverses prennent de l'importance et sur la périphérie l'inclinaison du champ sur l'axe n'est plus négligeable.

Si le champ magnétique $\vec{B}$ n'est pas parfaitement axial, le champ électrique induit $\vec{E}_\theta$ ne sera pas contenu dans le plan de section droite de la bobine, il faudra donc tenir compte de sa composante axiale. Or cette composante axiale existe surtout à la périphérie de la bobine, c'est-à-dire dans une région où précisément le module de $\vec{E}_\theta$ est le plus grand.

III-2-3 Rapport entre le champ électrique induit et le champ électrostatique

Dans le cas d'une bobine hélicoïdale courte de rayon R , de longueur L , possédant N spires et lorsque l'on se place dans le plan de section droite médian, à la

distance r de l'axe ($r < R$), Townsend et Donaldson (2) ont montré que le rapport des amplitudes du champ électrostatique $\vec{E}_1$ et du champ induit $\vec{E}_0$ pouvait s'écrire :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{2\pi R^2 N}{r L}$$

En faisant apparaître le pas $p = L/N$ de la bobine, Hatch (35) a transformé la formule précédente en :

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{2\pi R}{p} \quad (\text{pour } r = R)$$

Ce dernier rapport ne fait intervenir que les caractéristiques géométriques de la bobine, il pourra donc être utilisé pour comparer plusieurs bobines entre elles.

Dans nos expériences, le pas p varie entre 5 et 20 mm, $R = 24$ mm, ce qui conduit à E_1/E_0 compris entre 25 et 6. Le champ électrostatique $\vec{E}_1$ est ainsi toujours plus grand que le champ induit $\vec{E}_0$, de sorte que l'action de $\vec{E}_1$ devra toujours être prise en considération dans une décharge non blindée. Nous verrons cependant que $\vec{E}_1$ dans le plasma est plus faible que dans le vide.

III-2-4 Blindage du champ électrostatique $\vec{E}_1$

Le champ $\vec{E}_1$ dû à la différence de potentiel entre les spires de la bobine peut être annulé par un blindage de l'enceinte. Il suffit, théoriquement, de placer entre la bobine et l'enceinte à décharge un écran conducteur de forme adéquate relié au potentiel de référence. Nous verrons lors de la description du dispositif expérimental (chapitre V - 1°) paragraphe 8 (a) que ce blindage n'est pas parfait et qu'il peut amener des difficultés dans le couplage entre l'oscillateur et le plasma.

III-2-5 Distribution du champ électromagnétique à l'intérieur de la bobine en présence du plasma

La distribution du champ électromagnétique dans un plasma inductif ne peut pas être établie par le calcul sans hypothèses simplificatrices. Ces hypothèses sont de deux types : géométriques et électriques.

- hypothèses géométriques :

On ne peut pas tenir compte des non-uniformités axiales des champs électrique et magnétique. On supposera que le solénoïde est infiniment long et que le pas de l'enroulement est négligeable, le champ magnétique $\vec{B}$ est alors axial, le champ électrique induit $\vec{E}_0$ est dans un plan de section droite.

- hypothèses électriques :

Le couplage entre l'oscillateur et le plasma est purement inductif, il n'y a donc aucun champ électrique axial. On ne tient pas compte du champ électrostatique $\vec{E}_1$, il en est de même pour les courants.

La permittivité ϵ et la perméabilité μ du plasma sont supposées être celles du vide ϵ_0 , μ_0 .

On négligera dans les équations de Maxwell le courant de déplacement i_D devant le courant de conduction i_c . En effet dans un champ électromagnétique sinusoïdal de pulsation ω , le rapport du courant de déplacement i_D et du courant de conduction i_c s'écrit :

$$\frac{i_D}{i_c} = \frac{\omega \epsilon_0}{\sigma}$$

Dans nos expériences $f = \omega/2\pi = 40$ MHz, $\sigma \simeq 25 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ pour $n_e \simeq 10^{11} cm^{-3}$ ce qui donne :

$$i_D / i_c \simeq 9.10^{-5}$$

l'hypothèse $i_D \ll i_c$ est donc valable.

Une deuxième hypothèse nécessaire à la résolution des équations de Maxwell pour le champ électromagnétique consiste à choisir une loi de variation radiale pour la conductivité σ du plasma.

La conductivité du plasma déduite de la loi d'Ohm et de l'équation de la vitesse d'un électron moyen dans un champ électrique H.F. est classiquement définie par :

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m} \left\{ \frac{1}{v_{eo}} + \frac{1}{i\omega} \right\}$$

ou encore par :

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m} \left[\frac{1}{v_{eo}^2 + \omega^2} \right] [v_{eo} - i\omega] \quad (1)$$

σ est complexe, l'importance de la partie réelle par rapport à la partie complexe est donnée par la valeur du rapport v_{eo}/ω .

Dans nos expériences à $f = 40$ MHz, pour $p = 5$ mTorr $v_{eo}/\omega = 0,12$; pour $p = 50$ mTorr $v_{eo}/\omega = 1,2$.

La conductivité σ n'est pas uniforme dans une section droite du tube à décharge. Le choix de la loi de dépendance radiale de σ varie suivant les différents auteurs. Dans sa théorie H. Eckert (3) suppose que la conductivité du plasma est uniforme à l'intérieur de la décharge, cette conductivité représentant la valeur moyenne d'une distribution. La même hypothèse fut reprise par A. Degeilh (36).

L'hypothèse d'Eckert est en désaccord avec l'expérience, celle-ci montre (cf. D. Keffer (37), G. Turban (38)) en effet que la température électronique T_e évolue peu ou pas suivant le rayon. La fréquence de collision v_{eo} qui, d'une manière générale, est fonction de la température T_e des électrons, peut être alors considérée comme constante ; de plus, dans l'hydrogène $v_{eo} = cte$, dès que l'énergie des électrons atteint 4 eV. (Allis et Brown (11)). Il découle de celà, d'après la formule (1), que σ suit simplement les variations de la densité n_e .

Les expériences montrent (38), (70) que dans une décharge H.F. la densité n_e suit une loi représentée par la courbe de la figure 3-4 ci-après :

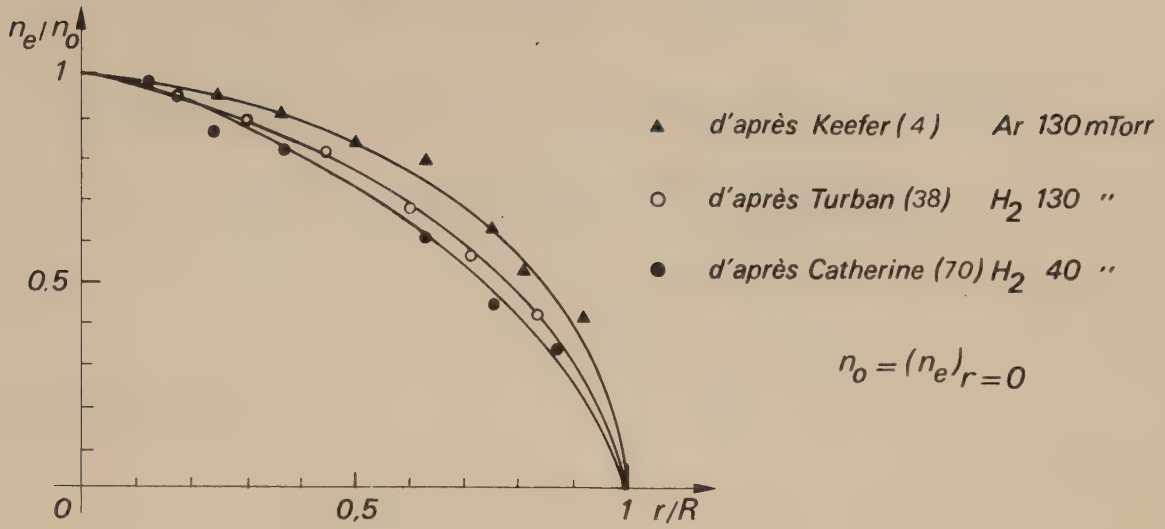


fig. 3-4

III-2.5.1. - Distribution du champ dans le cas d'une conductivité réelle et constante. Hypothèse d'Eckert (3).

Examinons ce que devient la distribution du champ électromagnétique dans le cas de l'hypothèse simplificatrice de Eckert.

Le courant de conduction étant supposé négligeable, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2) \quad \text{div } \vec{D} = \text{div } \epsilon_0 \vec{E} = 0$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \overrightarrow{\text{rot}} \frac{\vec{B}}{\mu_0} = \vec{i} \quad (3) \quad \text{div } \vec{B} = 0$$

$\vec{H}$ et $\vec{E}$ étant des fonctions sinusoïdales du temps, on a :

$$\vec{H} = \vec{H}_z = \vec{H}_z^1(r) e^{j\omega t}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_\theta = \vec{E}_\theta^1(r) e^{j\omega t}$$

$$\vec{i} = \vec{i}_\theta = \vec{i}_\theta^1(r) e^{j\omega t}$$

Les équations (2) et (3) s'écrivent alors :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E}_\theta^1 = - \mu_0 i \omega \vec{H}_z^1 \quad (2')$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H}_z^1 = \sigma \vec{E}_\theta^1 \quad (3')$$

Soit en développant les rotationnels :

$$\frac{dE_\theta^1}{dr} + \frac{E_\theta^1}{r} = - \mu_0 i \omega H_z^1 \quad (4)$$

$$\frac{dH_z^1}{dr} = - \sigma E_\theta^1 \quad (5)$$

d'où l'équation du champ électrique induit E_θ^1 , en éliminant H_z^1 entre (4) et (5)

$$\frac{d^2 E'_\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE'_\theta}{dr} - E'_\theta \left(i\mu_0 \omega \sigma + \frac{1}{r^2} \right) = 0 \quad (6)$$

On obtiendrait une équation analogue pour le champ magnétique H'_z , soit :

$$\frac{d^2 H'_z}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH'_z}{dr} - i\mu_0 \omega \sigma H'_z = 0 \quad (7)$$

Les conditions aux limites à satisfaire sont :

$$\begin{aligned} \text{pour } r = 0 \quad E'_\theta &= 0 \\ \text{pour } r = R \quad E'_\theta &= E'_R \quad H'_z = H'_R \quad (R, \text{ rayon de l'enceinte}). \end{aligned}$$

L'hypothèse de Eckert consiste à poser dans les équations (6) et (7)

$$\sigma = \sigma_0 = \text{cte.}$$

supposant ainsi une conductivité uniforme dans tout le tube à décharge.

Les équations (6) et (7) peuvent se ramener au moyen d'un changement de variable à la forme classique des équations de Bessel d'ordre 1. Les solutions de ces équations dans le cas d'une conductivité réelle σ_0 (ceci est une grossière approximation dans notre cas puisque v_{eo} est au plus de l'ordre de ω , le plasma étant mi-inductif mi-résistif) s'écrivent en posant :

$$\begin{aligned} \rho &= (\omega \mu_0 \sigma_0)^{1/2} r & \text{et} & & \rho_R &= (\omega \mu_0 \sigma_0)^{1/2} R \\ E'_\theta &= E'_R \frac{J_1(\rho \sqrt{-i})}{J_1(\rho_R \sqrt{-i})} & J_1 & \text{fonction de Bessel d'ordre 1} \\ & & E'_R & \text{champ électrique à la paroi.} \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} H'_z &= H'_R \frac{J_0(\rho \sqrt{-i})}{J_0(\rho_R \sqrt{-i})} & J_0 & \text{fonction de Bessel d'ordre zéro} \\ & & H'_z & \text{champ magnétique à la paroi.} \end{aligned}$$

Le nombre ρ_R est un paramètre sans dimension qui peut être relié à la profondeur de pénétration δ dans le plasma d'une onde plane équivalente à l'onde cylindrique :

$$\rho_R = R\sqrt{2} / \delta$$

ρ_R varie comme $\sigma_0^{1/2}$, on peut donc avec ce paramètre suivre l'évolution des distributions des champs en fonction de la conductivité.

Dans nos expériences pour : $f = 40 \text{ MHz}$. $R = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ m}$. $p = 40 \text{ mTorr}$ σ_0 , évaluée au moyen de la densité électronique, varie entre :

$$\begin{array}{ll} \sigma_o = 2,5 \, \Omega^{-1} \, \text{m}^{-1} & \text{pour } n_e \approx 10^{10} \, \text{cm}^{-3} \\ \text{et } \sigma_o = 100 \, \Omega^{-1} \, \text{m}^{-1} & \text{pour } n_e \approx 4 \cdot 10^{11} \, \text{cm}^{-3} \end{array}$$

Pour ces deux valeurs ρ_R vaut respectivement 0,48 et 3.

Les courbes des figures 3-5 et 3-6 donnent l'allure des variations des quantités E'_θ/E'_R et H'_z/H'_R en fonction de la distance radiale r/R .

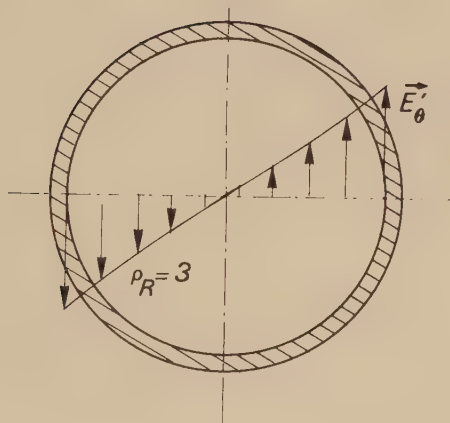
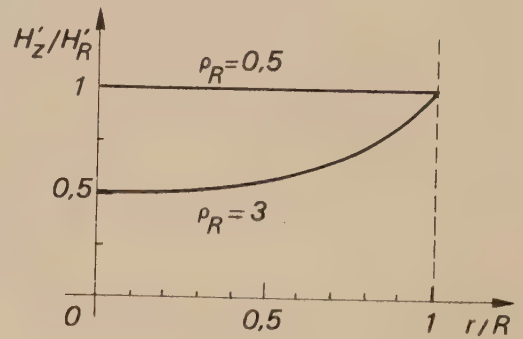
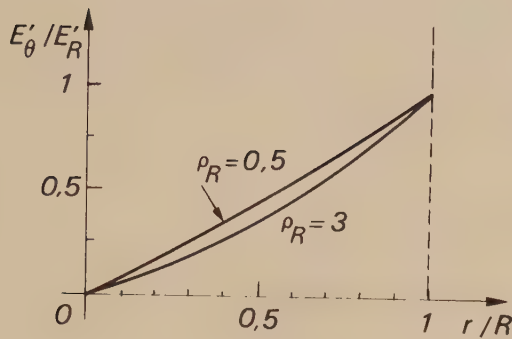


fig.3-5

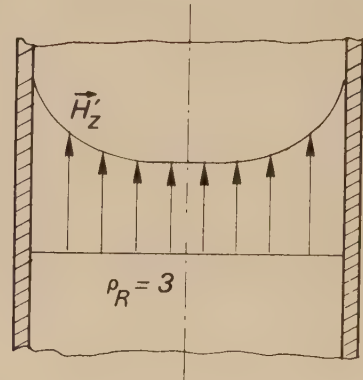


fig.3-6

La connaissance complète de E'_θ et H'_z nécessiterait la détermination de la phase relative de ces deux champs ainsi que leurs valeurs sur la paroi, E'_R et H'_R (3), (36).

III.2.5.2. - Distribution du champ électromagnétique dans le cas d'une conductivité complexe et variable. Hypothèse de Keefer (4).

Nous avons remarqué que l'hypothèse d'Eckert, $\sigma = \sigma_0 = \text{cte. et réelle}$, n'est pas vérifiée pratiquement, σ varie comme n_e or la densité électronique décroît du centre vers la périphérie. Il est donc mieux adapté de considérer dans le calcul que σ suit la même loi de variation que n_e .

En première approximation, on peut écrire que n_e varie en fonction du rayon suivant l'équation :

$$n_e = n_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad \text{où } n_0 \text{ est la densité sur l'axe.}$$

D'après la formule (1) du § III.2.5.1, la conductivité s'écrit :

$$\sigma(r) = \frac{n_0 e^2}{m} \left[1 - \frac{r^2}{R^2}\right] \left[\frac{1}{v_{eo}} + \frac{1}{i\omega}\right]$$

σ est ainsi variable et complexe. C'est maintenant cette équation qui doit être introduite dans les expressions (6) et (7) pour obtenir les champs $\vec{E}_\theta$ et $\vec{H}_z$ à l'intérieur de la décharge.

Ces équations ont été résolues par Keefer (4) pour une décharge inductive. La solution pour le champ électrique $\vec{E}_\theta$ s'écrit sous la forme :

$$E'_\theta = -i\omega a_0 \left[e^{-\frac{(\rho' K e^{i\xi})^2}{2 K e^{i\xi}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\prod_{k=1}^n \left(\frac{k-1}{K e^{i\xi}} - \frac{1}{4} \right)}{n! (n-1)!} (K e^{i\xi} \rho')^{2n-1} \right) \right]$$

Ce qui peut s'écrire plus simplement :

$$E' = -i\omega a_0 H_1 \quad \text{avec la constante } a_0 :$$

$$a_0 = \frac{\mu_0 N I_0 R}{K e^{i\xi}} \left[\left(\frac{dH_1}{d\eta} + \frac{H_1}{\eta} \right)_{\rho'=1} \right]^{-1}$$

ceci pour un solénoïde de rayon R , possédant N spires par unité de longueur parcourues par le courant H.F. d'amplitude I_0 .

Dans ces expressions on a $\eta = \rho' K e^{i\xi}$ avec $\rho' = r/R$
 K est un nombre réel égal au rapport du rayon de la décharge R à l'épaisseur de pénétration δ , il faut remarquer que $K \equiv \rho_R$ de la théorie de Eckert.

La quantité $K e^{i\xi}$ est telle que :

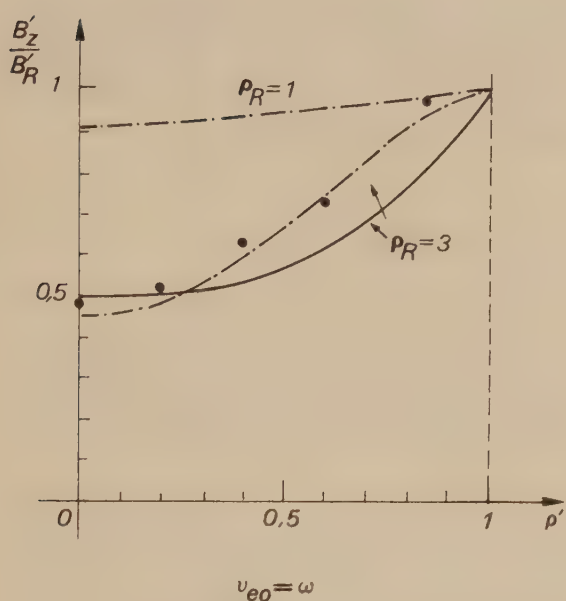
$$K e^{i\xi} = \frac{R\sqrt{2}}{\delta} \left\{ \frac{-\omega - i v_{eo}}{(v_{eo}^2 + \omega^2)^{1/2}} \right\}^{1/2} \quad \text{avec } \xi = f\left(\frac{v_{eo}}{\omega}\right)$$

La valeur du champ magnétique $\vec{B}'_z = \mu_0 \vec{H}'_z$ est donnée à partir de ces équations par l'expression :

$$B'_z = B' (K e^{i\xi}, \rho') = a_0 \frac{K e^{i\xi}}{R} \left[\frac{dH_1}{d\eta} + \frac{H_1}{\eta} \right]$$

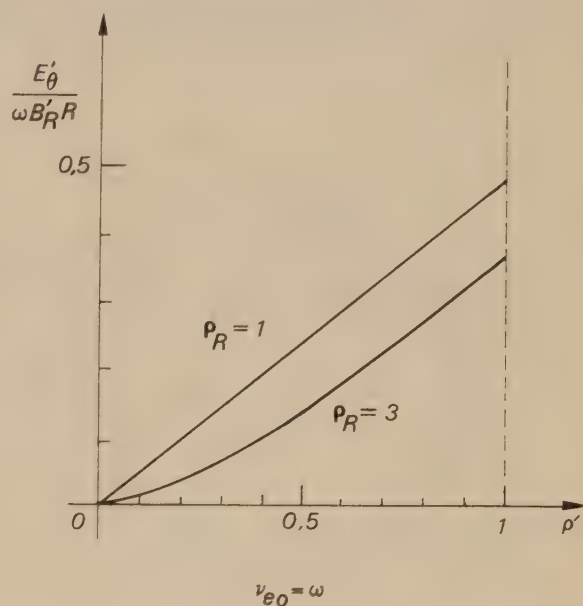
Keefer, dans son travail de thèse, a publié une série de courbes donnant les valeurs de B'_z/B'_R et $E'_\theta/\omega B'_R R$ en fonction du rayon et pour différentes valeurs des paramètres K et ξ . Ces courbes ont été obtenues numériquement sur un ordinateur.

Les figures 3-7 et 3-8 donnent l'allure des courbes de répartition des champs d'après Keefer.



• Mesures Turban — Théorie d'Eckert
 - - - Théorie de Keefer

fig. 3-7



d'après Keefer

fig. 3-8

Sur la figure 3-7 on remarque la différence d'évolution du champ magnétique dans la théorie de Keefer par rapport au résultat obtenu dans la théorie de Eckert. On constate également que les mesures de répartition du champ magnétique faites par G. Turban, au moyen d'une sonde magnétique, coïncident bien avec le résultat de Keefer.

En conclusion, la théorie de Keefer semble mieux adaptée pour traduire les résultats expérimentaux, tout au moins lorsque l'on se place dans la zone médiane de la bobine excitatrice où le champ magnétique H.F. peut être considéré comme uniforme et axial.

Dans beaucoup de nos expériences, la densité électronique du plasma est de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} ; il lui correspond une valeur de p_R voisine de 1. La figure 3-8 montre que E'_θ varie alors linéairement avec r . Nous adopterons pour la suite cette loi de variation.

III-3 CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE APPLIQUE A LA DECHARGE

Le but premier de notre travail était d'étudier le comportement d'une décharge H.F. en couplage inductif, lorsque l'on place cette décharge dans un champ magnétique statique. La direction de ce champ magnétique statique $\vec{B}_S$ est perpendiculaire à l'axe de la bobine d'excitation, $\vec{B}_S$ est donc normal à la direction principale du champ haute fréquence $B_{hf} = B'_z$ (figure 3-9). Le champ B_S est toujours très faible, il varie entre zéro et 60 Gauss ($60 \cdot 10^{-4} \text{ Weber/m}^2$) dans la plupart des cas.

Sous l'action combinée du champ électrique $\vec{E}'_\theta$ et du champ magnétique statique $\vec{B}_S$, tous les deux situés dans le plan de section droite de l'enceinte, les particules électrons et ions, dérivent suivant l'axe de l'enceinte. La vitesse de dérive $\vec{v}_d$ est donnée par :

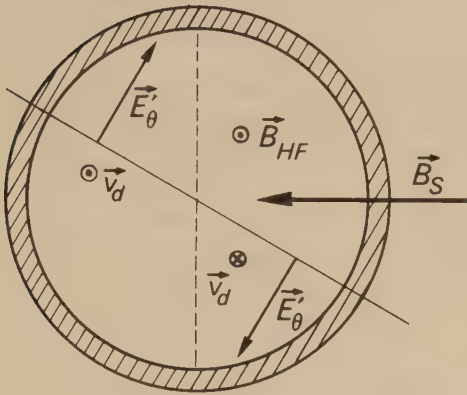


fig. 3-9

$$\vec{v}_d = \frac{\vec{E}'_\theta \wedge \vec{B}_S}{B_S^2}$$

Il s'en suit que cette vitesse s'inverse dans chaque demi-section longitudinale du tube prise perpendiculairement au champ $\vec{B}_S$ (figure 3-9).

Dans nos expériences, le champ électrique induit $\vec{E}'_\theta$ est de faible amplitude (quelques volts par centimètre). Entre deux collisions, les trajectoires des électrons seront des arcs de cercles situés dans des plans perpendiculaires à $\vec{B}_S$ (ceci en dehors de tout phénomène de résonance).

Il est intéressant de remarquer que la faible valeur du champ magnétique $\vec{B}_S$ utilisée nous permet d'éviter la zone où apparaissent les instabilités du plasma (Powers (39), S. Vasquié (40), J. Soum (41)).

III-4 TRANSMISSION DE L'ENERGIE ELECTROMAGNETIQUE DU GENERATEUR H.F. A LA DECHARGE

L'énergie électromagnétique est fournie au plasma par un générateur H.F. qui est le plus souvent un auto-oscillateur H.F. La puissance H.F. fournie par cet oscillateur est transmise au plasma au moyen d'un dispositif de couplage. Dans nos expériences, on réalise le couplage inductif en plaçant l'enceinte à décharge à l'intérieur

de l'inductance du circuit oscillant. Le système peut donc être schématisé par un générateur (oscillateur H.F.) qui alimente en énergie un récepteur (le plasma), le couplage entre les deux systèmes étant du type magnétique.

Il est évident que la puissance absorbée par le plasma dépend de la valeur du couplage. Si l'on suppose invariable le circuit du générateur, la puissance prélevée par le plasma dépendra de ses caractéristiques (densité électronique n_e , densité des neutres n_g , etc ...). On sait que dans tout système composé d'un générateur et d'un récepteur, il existe une relation entre les impédances propres de la source et du récepteur pour laquelle le transfert de puissance du générateur au récepteur est optimum, on dit dans ce cas que l'on a réalisé l'adaptation d'impédance.

Pour un générateur et un récepteur donnés, on peut toujours, en principe, réaliser cette adaptation en utilisant un circuit intermédiaire de couplage. Dans notre configuration, le problème est différent, la charge du générateur, représentée par le plasma, est éminemment variable en fonction des caractéristiques du plasma. Il serait donc nécessaire si l'on voulait obtenir un transfert optimum de puissance, de réaliser pour chaque valeur de la charge (chaque état du plasma) le réglage du circuit d'adaptation.

Devant ce problème, l'expérimentateur peut adopter l'une des deux positions suivantes :

1 — Ayant choisi une configuration pour le système générateur H.F. enceinte à décharge, on maintient fixe cette configuration, le générateur H.F. délivre alors au plasma une puissance variable suivant l'adaptation, c'est-à-dire suivant les caractéristiques du plasma.

Si l'on veut que l'oscillateur et le plasma réagissent peu l'un sur l'autre, il faut choisir un couplage très lâche entre les deux systèmes. Ceci entraîne alors la perte d'une partie de la puissance H.F. disponible au générateur.

2 — On dispose d'un circuit auxiliaire d'adaptation d'impédance (transformateur H.F. variable, ligne de transmission accordable, capacité de réglage, etc ...) que l'on ajuste pour obtenir dans chaque situation du plasma un transfert de puissance optimum (Ch. Frémiot (42), O. Sager (32), A. Hansart (43)).

Notre travail a été effectué en utilisant la première méthode, celle qui laisse fixe le circuit du générateur. La deuxième méthode correspond aux cas d'exploitation pratique, celle des sources d'ions en particulier.

Les différents travaux consacrés aux décharges H.F. ont montré que la densité électronique n_e du plasma est directement fonction de la puissance absorbée par ce plasma. Cela revient à supposer que la puissance absorbée par chaque électron demeure constante en fonction de la puissance délivrée au plasma. Comme nous le verrons dans la suite nos expériences vérifient cette proposition.

■■■■■■■■■■

CHAPITRE IV

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET LES MOYENS DE SONDAGE DU PLASMA

IV-1 LE SYSTEME A DECHARGE

IV-1-1 L'enceinte à décharge

Dans toutes les expériences, nous avons utilisé des enceintes à décharge cylindriques, en verre pyrex, d'un diamètre intérieur de l'ordre de 34 mm et d'une longueur de 180 mm.

Bien qu'une grande partie de notre étude concerne la décharge H.F. en elle-même, les tubes à décharge sont souvent munis de dispositifs permettant l'extraction des ions positifs du plasma. Le tube à décharge se comporte alors comme une source d'ions à excitation électromagnétique en haute fréquence. La présence des dispositifs d'extraction ne change en rien les résultats concernant la décharge en haute fréquence.

Le choix du matériau constituant l'enceinte à décharge et l'état de sa surface ont une influence déterminante sur la composition du plasma. En effet, la surface de l'enceinte est le siège d'une intense recombinaison des atomes d'hydrogène en molécules et la proportion d'atomes a une très grande importance dans le rendement des réactions (cf. chapitre II, § II-6-2). Plusieurs expérimentateurs (Moak et Reese (44), Depraz (45), Goodyear et Von Engel (26)) ont montré que les meilleurs résultats sont obtenus avec des enceintes en pyrex ou en quartz. Pour ces matériaux le coefficient de recombinaison δ , défini comme le rapport du nombre de molécules qui quittent la surface de l'enceinte, au nombre d'atomes qui arrivent sur cette surface, par seconde, a pour valeur selon Wood (46) $\delta = 4$ à $7 \cdot 10^{-3}$ pour le pyrex et $\delta = 6 \cdot 10^{-3}$ pour le quartz.

Il découle des observations précédentes que l'état de la surface de l'enceinte a beaucoup d'importance. Lorsque la décharge a fonctionné pendant quelques dizaines d'heures de nombreux dépôts se forment sur la surface intérieure de l'enceinte (pulvérisation des électrodes et des sondes introduites dans la décharge, cracking des huiles de pompe à diffusion). Ces dépôts perturbent le fonctionnement de la décharge et rendent difficile l'amorçage. Un nettoyage adéquat suffit à rendre au pyrex ses qualités initiales.

IV-1-2 Alimentation en hydrogène

L'hydrogène pur est admis dans l'enceinte par l'intermédiaire d'une fuite au palladium ; on sait en effet que l'hydrogène (protium, deutérium, tritium) diffuse facilement au travers d'un tube de palladium chauffé. Le réglage de la température du tube permet de doser le débit de la fuite et ainsi la pression dans l'enceinte.

Le système utilisé est très souple, il permet d'obtenir dans l'enceinte à décharge des pressions d'hydrogène comprises entre 10^{-3} et 10^{-1} Torr, couvrant ainsi tout le domaine nécessaire à l'étude.

La pression de gaz neutre dans l'enceinte à décharge est un paramètre très important. La mesure directe de cette pression dans le tube à décharge contenant un plasma est très délicate et sa précision est médiocre (les jauges électriques sont perturbées par l'ionisation du gaz et par les parasites électriques dûs à la présence de champs H.F. de fortes amplitudes). L'utilisation de jauge du type Mac Léod est compliquée, la présence de mercure nécessite un piégeage à l'azote liquide.

Pour éviter ces difficultés, nous avons fait une calibration de la pression en l'absence de plasma. A l'extrémité d'une enceinte géométriquement identique à celle utilisée pour l'étude de la décharge, nous plaçons une jauge Pirani de précision J_2 (figure 4-1). Sur le conduit d'arrivée de l'hydrogène, nous plaçons en permanence une autre jauge Pirani J_1 . Il est alors facile de relier les indications des deux jauges et ainsi de connaître la pression d'hydrogène dans l'enceinte à décharge en fonction de la pression dans le conduit d'arrivée. Les mesures sont parfaitement reproductibles et la courbe d'étalonnage ne dépend que du diamètre et de la longueur du canal calibré assurant le pompage du tube à décharge. L'utilisation de cette méthode suppose que l'on néglige l'effet de pompage de la décharge lorsque celle-ci est amorcée.

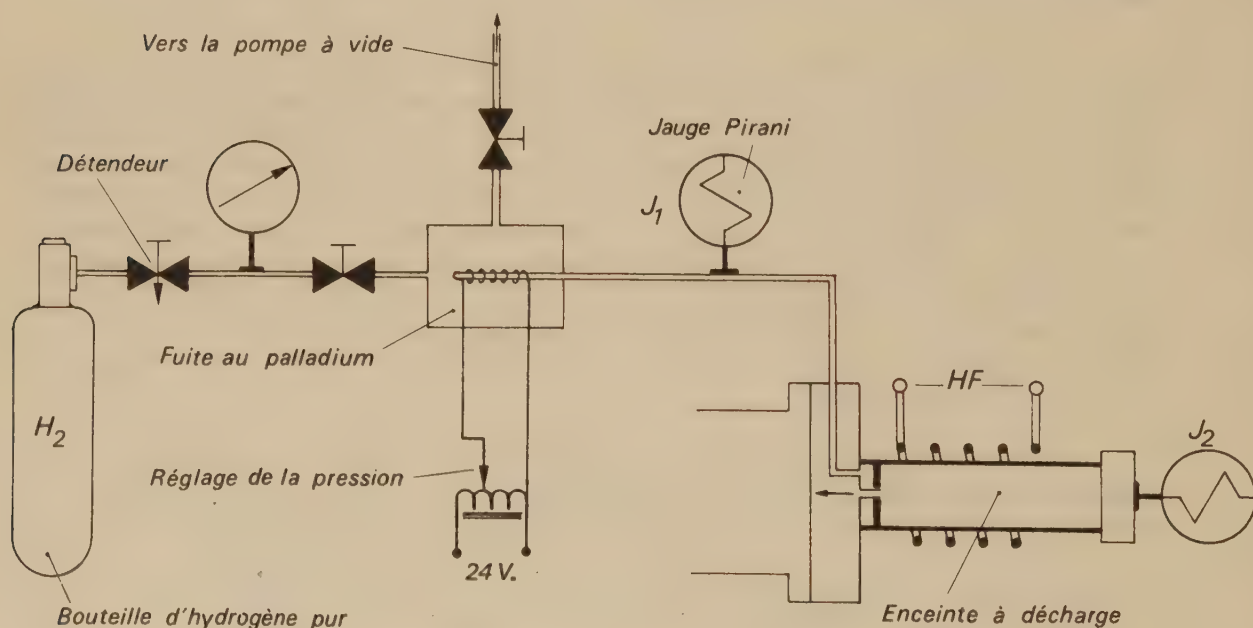


fig. 4-1

IV-1-3 Générateur haute fréquence

Nous avons utilisé deux générateurs H.F. de type et de puissance différents. Ces deux générateurs sont des auto-oscillateurs ; ces montages ont l'avantage d'être relativement simples à construire et leur fonctionnement est très souple. Les caractéristiques de ces deux oscillateurs sont données dans le tableau 4-1 :

	Tube oscillateur	Montage	Fréquence (MHz)	Stabilité en fréquence	Puissance (W)	Tension Courant plaque
Oscillateur 1	RCA 829 B. double tétrode	Push Pull	20 à 50	$2 \cdot 10^{-3}$	100	600 V. 240 mA.
Oscillateur 2	RCA 7094 (tétrode)	Clapp	20 à 35	10^{-4}	300	1200 V. 350 mA.

Tableau 4 - 1

Les deux générateurs fonctionnent en classe C. Les caractéristiques des divers éléments ont été établies d'après les données de la référence (47). L'examen de la forme d'onde des signaux émis par ces générateurs permet de constater que ces signaux sont sinusoïdaux, sans distorsion apparente, même en charge, c'est-à-dire en présence de plasma. L'analyse harmonique du signal émis montre que le spectre est très pur, l'amplitude de l'harmonique 2 est inférieure au centième de l'amplitude du fondamental. La stabilité en fréquence en fonction du temps et de la charge a été vérifiée au fréquencemètre numérique. Les schémas électroniques de ces générateurs sont donnés par les figures 4-2 et 4-3.

Dans la plupart des expériences, le générateur H.F. est couplé inductivement à l'enceinte à décharge. Pour réaliser ce couplage, l'enceinte est placée à l'intérieur de l'inductance du circuit oscillant. Sauf indication contraire dans le texte, nous avons utilisé comme inductance une bobine en tube de cuivre de diamètre extérieur 4 mm possédant 4 spires sur un diamètre moyen de 50 mm, le pas de l'enroulement était de 16 mm. Il est important de remarquer que dans le premier montage oscillateur, l'inducteur possède un point milieu, la distribution du champ électromagnétique sera donc symétrique par rapport au plan médian. Par contre, dans le second montage, une des extrémités de l'inducteur est à un potentiel voisin de celui de la masse du montage, pour éviter de perturber la distribution des champs, cette extrémité est le plus souvent placée du côté de la bride de fixation de l'enceinte sur le groupe de pompage.

Les générateurs sont alimentés en puissance continue par l'intermédiaire d'un redresseur et d'un filtre. La tension de sortie de cette alimentation est réglable de façon continue de zéro à la tension maximum. On pourra ainsi régler la puissance fournie au générateur et pour une charge donnée faire varier la puissance haute fréquence fournie au plasma.

GENERATEUR HF n°2

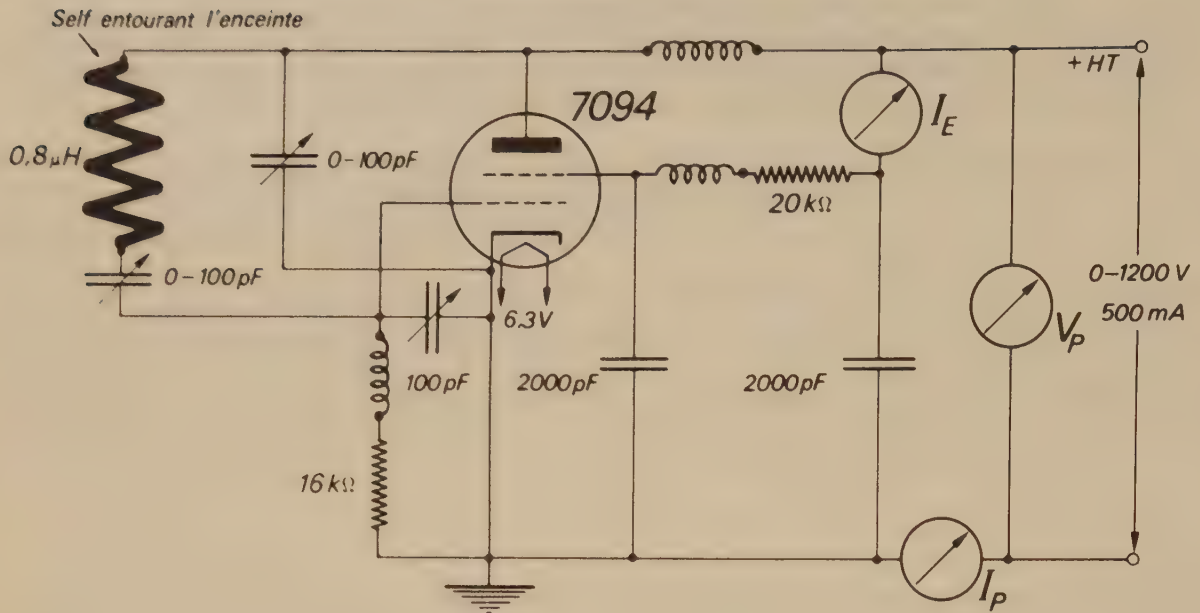


fig. 4-2

GENERATEUR HF n°1

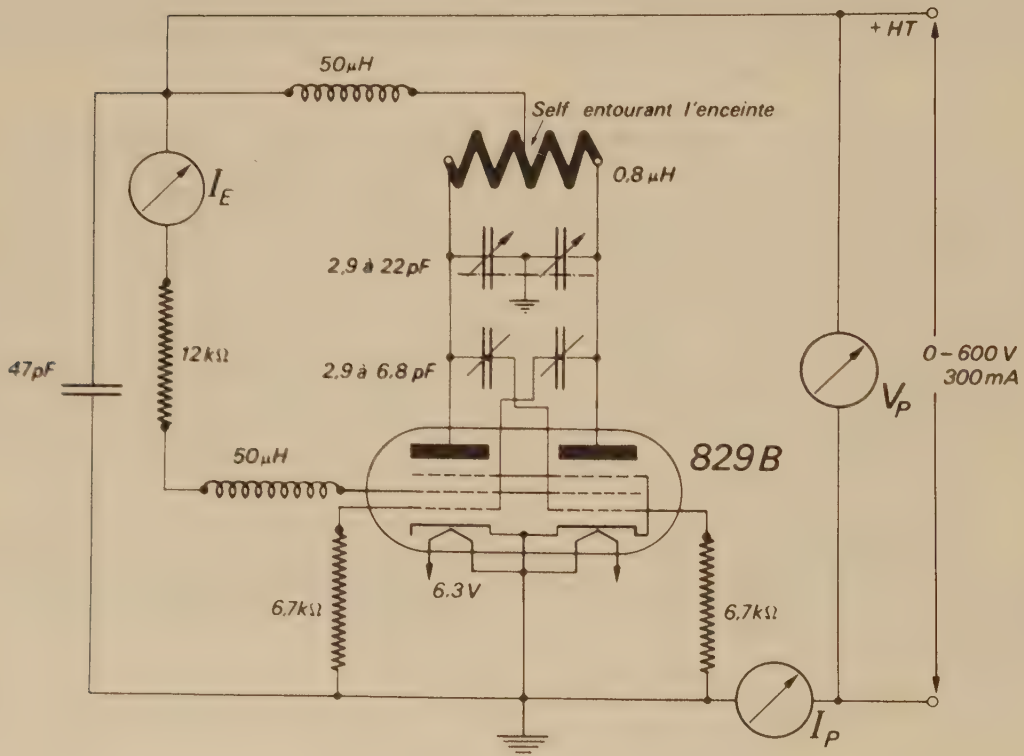


fig. 4-3

IV-1-4 Mesures sur les générateurs H.F.

Dans les domaines de fréquence (20 à 50 MHz) et de puissance (jusqu'à 300 W.) utilisés et compte tenu du fait que de hautes tensions en haute fréquence sont appliquées aux bornes de la bobine d'excitation, les mesures des tensions, des courants et de la puissance H.F. sont, soient impossibles, soient extrêmement délicates.

Il n'existe pas, à notre connaissance, de voltmètre H.F. permettant de mesurer, entre 20 et 50 MHz, des tensions de l'ordre de 1200 Volts d'amplitude. Si cet appareil existe, son introduction risque de perturber le circuit de l'oscillateur par sa capacité d'entrée.

La mesure du courant traversant la bobine d'excitation n'est pas plus aisée, les appareils à thermocouple du commerce ne possèdent pas d'étalonnage dans la gamme des fréquences utilisées, de plus leur précision est médiocre (A.S. Penfold (48)).

La mesure de la puissance H.F. fournie au plasma est également très difficile. Un wattmètre H.F. placé sur l'alimentation de la bobine d'excitation ne donnera la puissance transmise que si l'impédance de la charge, c'est-à-dire celle du système bobine excitatrice-plasma est adaptée. Or, cette impédance est essentiellement variable avec les conditions expérimentales, la mesure au wattmètre sera donc très imprécise.

Dans notre étude, nous nous sommes contentés, comme beaucoup d'expérimentateurs d'ailleurs, de mesurer la puissance continue $P_F = V_p \cdot I_p$ fournie à la plaque de l'oscillateur. Si le fonctionnement de l'oscillateur est correct, les renseignements fournis par le constructeur des tubes électroniques oscillateurs permettent d'évaluer la puissance H.F. fournie par l'oscillateur en fonction de la puissance continue P_F qui lui est appliquée.

La puissance réellement fournie au plasma n'est pas directement accessible, sa connaissance demanderait une étude particulière à l'aide d'un montage conçu spécialement. Dans la suite, nous appellerons puissance H.F. la puissance P_F fournie à l'entrée de l'oscillateur.

Au cours des mesures, les courants plaque I_p , écran I_E , grille I_G ainsi que la tension V_p sont contrôlés en permanence.

Pour suivre l'évolution du champ électrique azimuthal induit $\vec{E}_\theta$ en fonction de la tension plaque de l'oscillateur et de la pression d'hydrogène dans l'enceinte, nous avons placé une boucle métallique autour du tube à décharge au voisinage de la bobine excitatrice.

La boucle est reliée à un oscilloscope Tektronix, ce qui permet de mesurer les variations relatives de l'amplitude e_θ du signal recueilli aux bornes de la boucle. La valeur de la tension H.F. e_θ est proportionnelle au flux du champ magnétique H.F. à travers la surface de la boucle. Les variations de cette tension suivent les variations du champ électrique induit moyen $\vec{E}_{\theta m}$ (Chandrakar et Von Engel (49)).

La figure 4-4 montre l'évolution de l'amplitude e_θ en fonction de la tension plaque V_p , pour différentes pressions p.

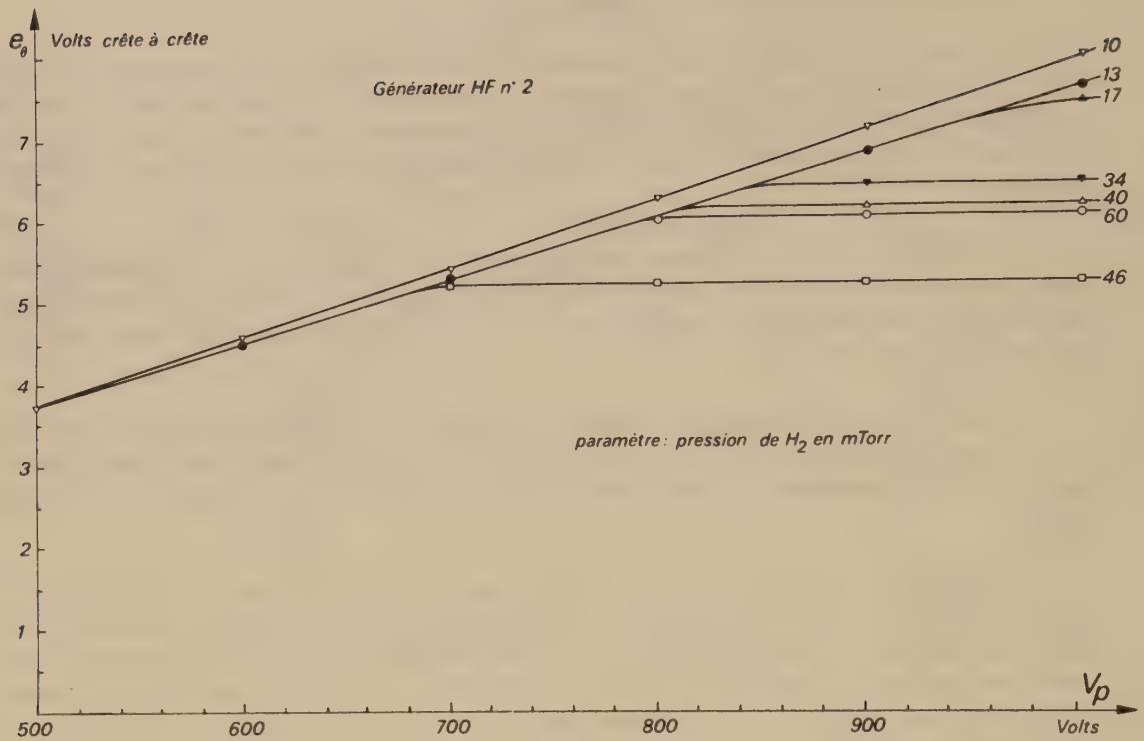


fig. 4-4

On note sur cette figure la conséquence de l'existence de deux régimes de décharge (Lasalle (50)). Pour une pression donnée, l'amplitude de e_0 augmente d'abord linéairement avec la tension V_p (ou avec la puissance P_F), c'est le premier régime de la décharge dit régime capacitif dans lequel le champ électrostatique longitudinal $\vec{E}_1$ est prédominant. Si on augmente V_p ou P_F , l'amplitude de e_0 devient constante, la décharge fonctionne alors suivant le deuxième régime dit inductif, le champ prédominant est alors le champ induit $\vec{E}_0$.

Remarques :

Il n'est pas toujours possible de maintenir la décharge H.F. dans un régime déterminé (capacitif ou inductif). En fonction du domaine de pression choisi et de la puissance H.F. appliquée, la décharge s'établira spontanément dans l'un ou l'autre régime. Ainsi aux basses pressions (inférieures à 20 mTorr) et avec les puissances H.F. dont nous disposons, il est impossible d'obtenir une décharge dans le deuxième régime.

K. Chandrakar et Von Engel (51) ont mesuré les amplitudes des champs électriques $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_0$ nécessaires pour obtenir l'amorçage du premier régime de décharge et la transition de ce régime vers le régime inductif. Ces mesures ont été effectuées à 15 MHz dans une enceinte de 40 mm de rayon. Leurs conclusions sont les suivantes :

L'amorçage du premier régime est dû, dans une décharge non blindée, au champ longitudinal $\vec{E}_1$. Un champ longitudinal de 10 V/cm est à 15 MHz suffisant pour amorcer la décharge, le champ $\vec{E}_0$ qui lui correspond est égal à 3 V/cm environ (champ mesuré à la périphérie de l'enceinte). Ces valeurs sont à peu près indépendantes de la pression entre 10^{-3} et $5 \cdot 10^{-2}$ Torr.

La transition entre les deux régimes de décharge est obtenu lorsque le champ E_{θ} atteint 10 V/cm. à la pression de 50 mTorr (minimum de la courbe $E_{\theta} = f(p)$) et 15 V/cm à la pression de 10 mTorr. Le champ E_{θ} nécessaire au changement de régime augmente lorsque la fréquence d'excitation croît et le minimum de la courbe $E_{\theta} = f(p)$ se déplace vers les faibles pressions.

IV-1-5 Dispositif de production du champ magnétique statique

Le champ magnétique statique B_S nécessaire à notre étude est toujours de faible intensité ($0 - 60 \cdot 10^{-4}$ T (Tesla)). Il est donc très facile d'obtenir un tel champ au moyen de bobine sans fer.

Suivant que le champ B_S appliqué à la décharge est dirigé suivant l'axe de l'enceinte (champ axial) ou perpendiculaire à cet axe (champ transversal) nous utilisons deux systèmes différents pour créer le champ B_S :

- Champ B_S axial. Le champ magnétique est créé par des bobines de Helmholtz de 180 mm de diamètre moyen, placées à 90 mm l'une de l'autre. Le champ magnétique maximum que peut fournir le système est $135 \cdot 10^{-4}$ T. Dans le volume de la décharge, la valeur du champ ne varie pas de plus de 4 %.

- Champ B_S transversal. Le champ magnétique transversal est obtenu au moyen de deux bobines rectangulaires dont la spire moyenne a pour dimensions : 125 mm sur 75 mm. Ces bobines sont placées de part et d'autre de l'axe de l'enceinte à décharge à une distance de 120 mm l'une de l'autre. Le champ est uniforme à 10 % près dans le volume de la décharge (53).

Dans toutes les expériences, l'intensité du champ B_S qui est prise comme référence est l'intensité mesurée au centre de la décharge. La mesure est effectuée au gaussmètre à effet Hall avec une précision supérieure à 1 %.

Le courant alimentant les bobines est fourni par des alimentations stabilisées (10^{-4}) à basse tension. On peut faire varier de façon continue le champ B_S appliqué au plasma.

IV-2 SYSTEME DE PRODUCTION DU VIDE

Deux montages de caractéristiques différentes ont été utilisés au cours des mesures.

Dans un premier montage de petites dimensions qui fut utilisé pour toutes les mesures relatives à la décharge en haute fréquence (étude de la résonance, mesure des paramètres du plasma ...), le vide était obtenu au moyen d'une pompe primaire Edwards de 5 m³/heure suivie d'une pompe à diffusion de 80 l/seconde. La pression obtenue dans l'enceinte à décharge était inférieure à 10^{-4} Torr (mesure effectuée à la jauge à ionisation). La photographie 4-5 donne une vue d'ensemble de ce montage.

Pour l'étude de la composition du plasma et de la distribution de l'énergie des ions positifs, nous avons utilisé un dispositif de pompage beaucoup plus puissant. Le vide était réalisé au moyen d'un groupe de pompage Balzers de 500 l/s, la pompe à

diffusion d'huile était munie d'un piège à azote liquide. Ce groupe était secondé par une pompe à diffusion de 80 l/s équipée d'un piège, elle assurait le pompage du tube de l'analyseur magnétique. La pression était de l'ordre de 10^{-6} Torr dans l'ensemble du système. Les photographies 4-6 montrent ces installations. Les deux générateurs H.F. pouvaient être installés sur l'un ou l'autre des montages.

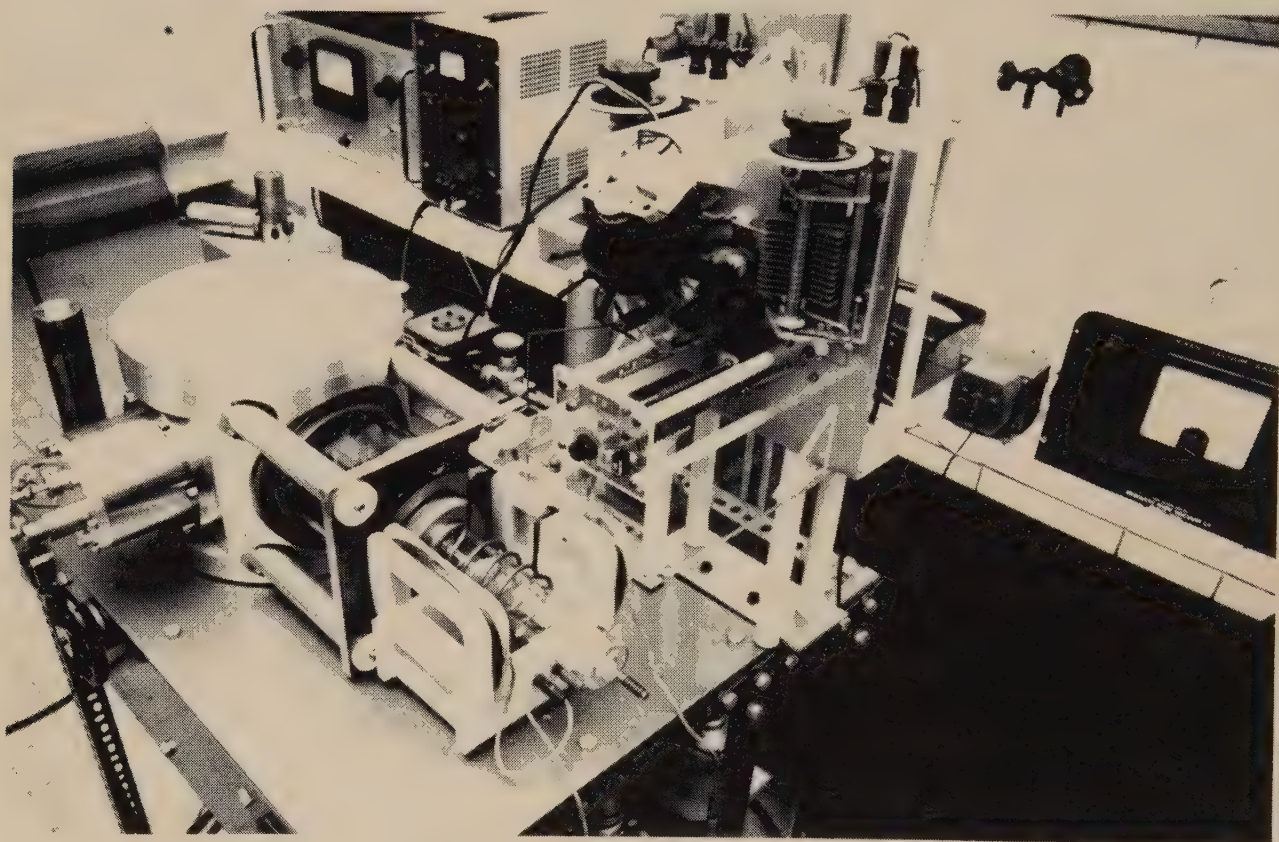
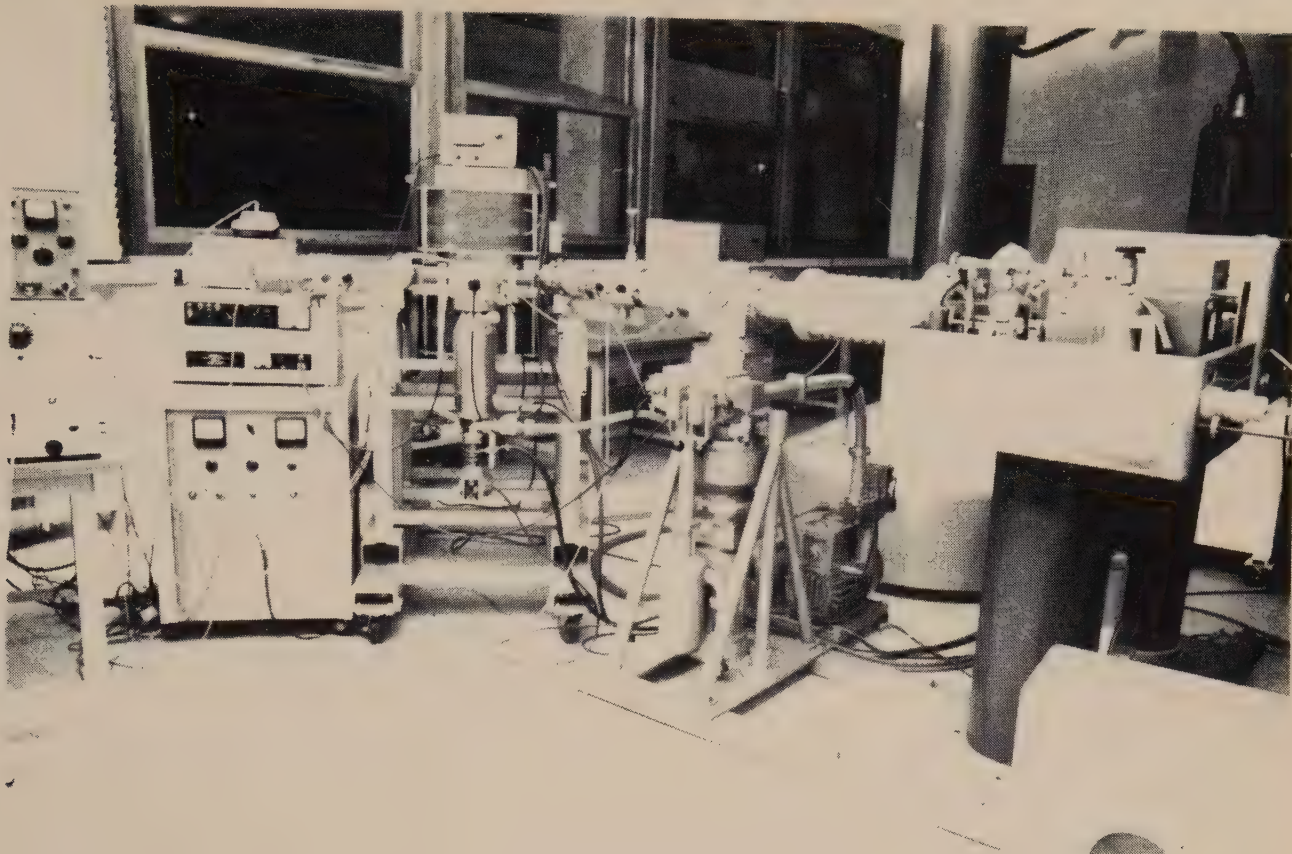
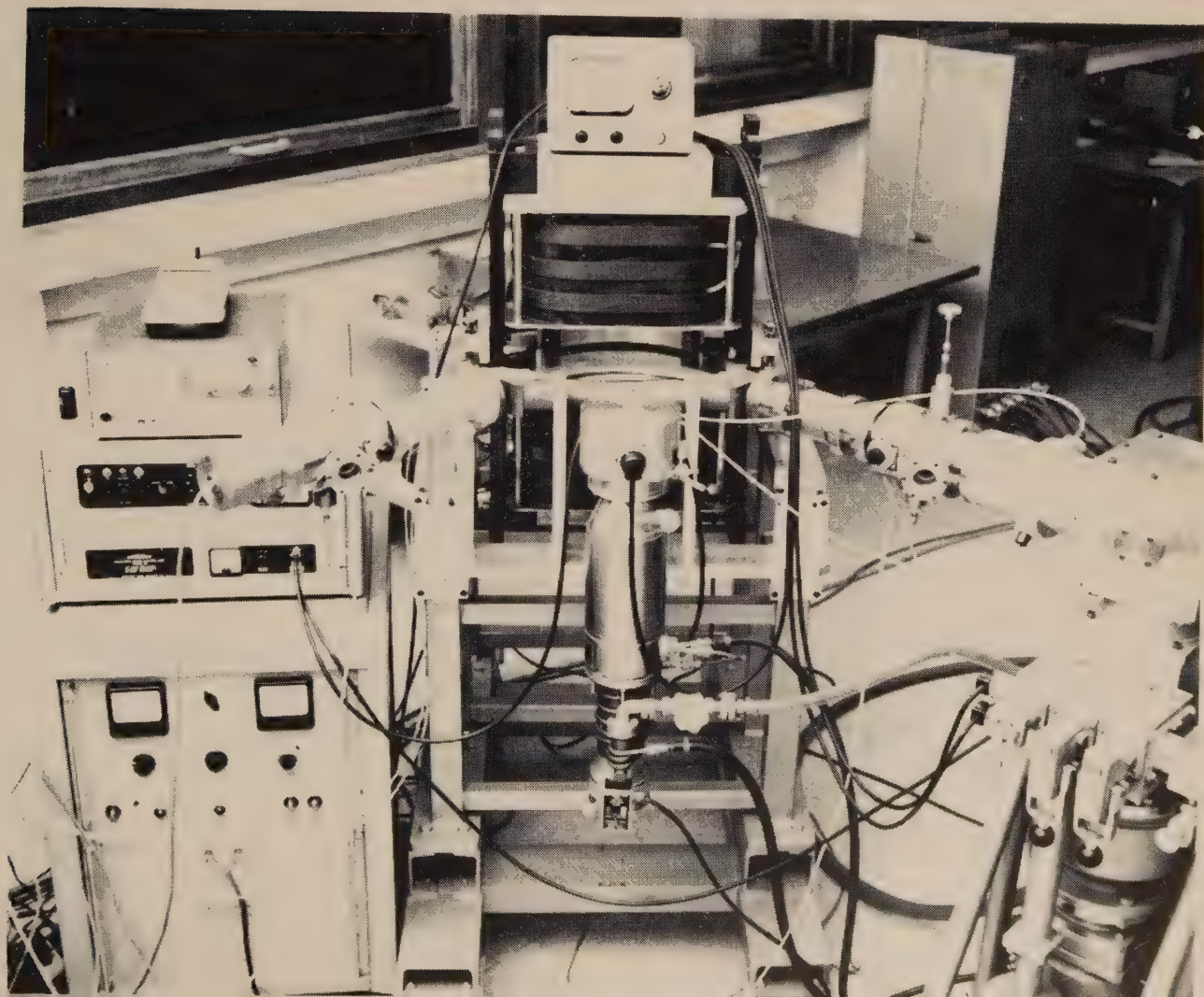


Figure 4-5



Figures 4-6



IV-3 DISPOSITIF D'EXTRACTION DES IONS POSITIFS

Il était intéressant de savoir quelle était l'influence du champ magnétique statique B_0 sur la composition du plasma et la distribution d'énergie des ions qui le compose. Nous avons choisi pour accéder à ces grandeurs d'extraire les ions du plasma et ainsi de transformer la décharge H.F. en source d'ions positifs. Nous discuterons plus loin (chapitre V, partie 3) des relations existant entre les ions extraits et ceux du plasma.

Notre but n'était pas de construire une source d'ions, aussi nous n'avons pas eu le souci de rechercher le meilleur système d'extraction, c'est-à-dire celui qui aurait permis d'obtenir le plus fort courant d'ions. Le système qui a été retenu est le dispositif classique d'extraction par sonde creuse (54) (55). L'ensemble du montage est schématisé sur la figure 4-7.

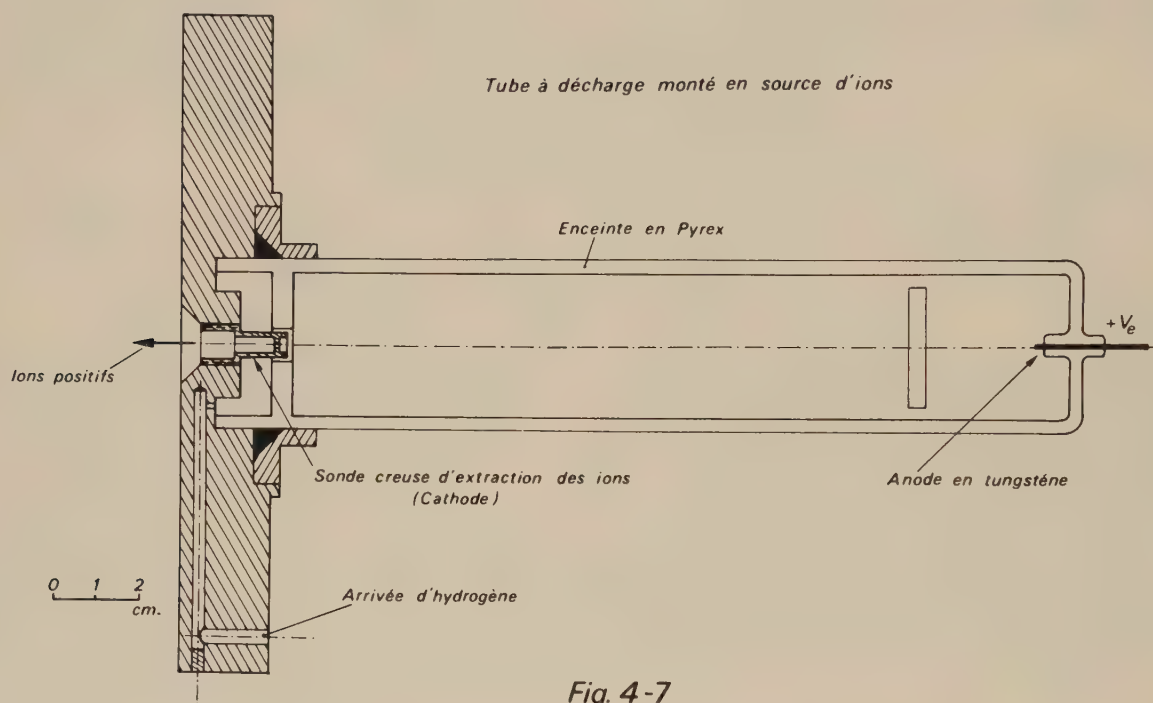


Fig. 4-7

La sonde creuse ou cathode est réalisée en aluminium (diamètre extérieur 6 mm, longueur 10 mm). Le canal d'extraction possède un diaphragme de 1 mm de diamètre et de 1 mm de long. Un disque plan en verre pyrex percé d'un trou de 8 mm de diamètre sert à limiter le contour de la gaine qui se forme autour de la sonde et permet de réduire la surface métallique en contact avec le plasma.

Cette sonde creuse est polarisée négativement par rapport à une deuxième électrode, ou anode, en tungstène de 1 mm de diamètre et 2 mm de long. Cette électrode n'est pas en contact direct avec la décharge, elle est protégée par un disque de pyrex. Ce disque permet de réduire la surface métallique en contact direct avec le plasma et ainsi de diminuer les phénomènes de recombinaison.

Le coefficient δ de recombinaison des atomes en molécules d'hydrogène pour les surfaces métalliques est très élevé (46) (0,2 pour l'aluminium, de l'ordre de 6.10^2 pour le tungstène).

Entre ces deux électrodes est appliquée une différence de potentiel continu appelée tension d'extraction V_e . Dans nos expériences, nous nous sommes limités à une tension maximum de 3000 V. Cette tension était fournie par une alimentation stabilisée (coefficient de stabilité 5.10^{-5}) réglable entre 600 et 3000 V., le débit maximum était 10 mA. Il est nécessaire de disposer d'une tension parfaitement stable de manière à ne pas perturber par des fluctuations de la tension V_e , l'énergie des particules extraites du plasma. Cette alimentation était protégée par des filtres contre les perturbations pouvant provenir du générateur H.F. La tension V_e et le courant I_e dans le circuit d'extraction pouvaient être contrôlés en permanence.

Nous verrons au chapitre V que même si l'on ne s'intéresse pas à l'extraction des ions positifs, l'évolution du courant I_e traversant le plasma pourra nous renseigner sur les variations du produit $n_e T_e^{1/2}$. En effet, la densité du courant i_e atteignant la lisière de la gaine entourant la sonde est donnée approximativement par :

$$i_e = 0,61 n_e e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} = K n_e (T_e)^{1/2}$$

$$I_e = A i_e \quad (A \text{ étant l'aire de la gaine entourant la sonde}).$$

La variation de la tension V_e a seulement pour effet d'augmenter ou de diminuer le courant traversant le plasma en modifiant la forme de la gaine ionique et ainsi la focalisation dans le canal d'extraction. La valeur de V_e n'interviendra pas dans les caractéristiques du plasma.

IV-4 DISPOSITIF EXPERIMENTAL DE MESURE DES TEMPERATURES ET DES DENSITES ELECTRONIQUES

La densité n_e et la température T_e du plasma ont été étudiées au moyen de la technique de la sonde double de Johnson et Malter (56). Nous discuterons au chapitre V des conditions d'application et de validité de cette méthode dans le cas d'une décharge H.F.

Les sondes utilisées sont constituées par deux cylindres de platine de 0,4 mm de diamètre et 5 mm de long, situés à 5 mm l'une de l'autre. L'isolement des sondes est réalisé au moyen d'un tube d'alumine frittée. Les sondes sont placées parallèlement à l'axe de la décharge de part et d'autre de cet axe. La position axiale des sondes peut être modifiée pour étudier le plasma du centre de l'inducteur au voisinage de la sonde d'extraction.

La tension de polarisation des sondes est fournie par une alimentation programmable extérieurement. La variation de la tension appliquée aux sondes (entre -60 et +60 volts) est obtenue au moyen d'un dispositif automatique. L'ensemble du montage électronique est soigneusement protégé contre les perturbations H.F. La caractéristique de sonde est enregistrée graphiquement. Le schéma de la figure 4-8 montre l'ensemble du dispositif.

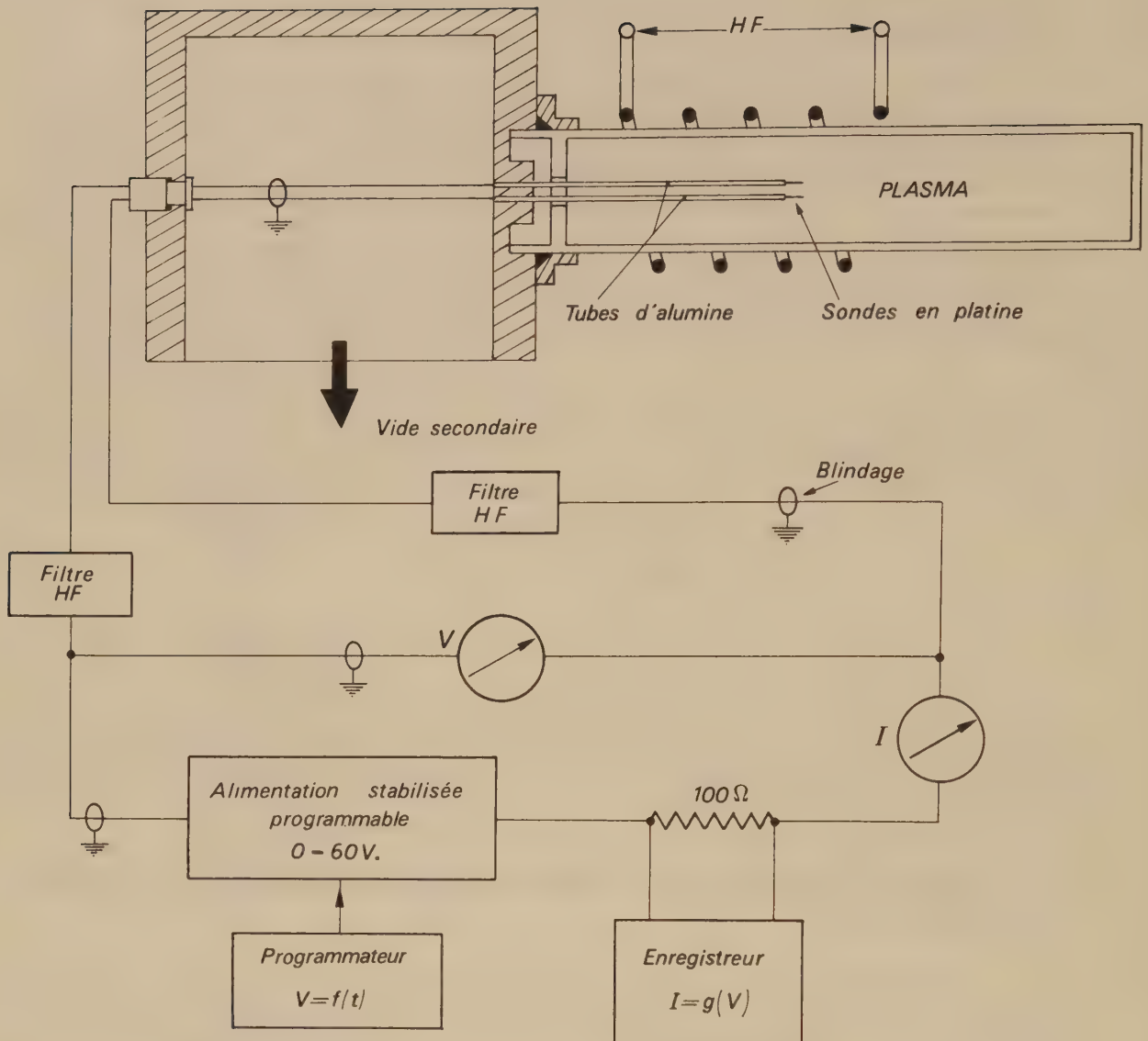


Fig. 4-8

L'exploitation des caractéristiques de sonde, c'est-à-dire les calculs de la densité n_e , de la température T_e et du potentiel flottant V_f est effectuée sur ordinateur au moyen d'un programme Fortran.

IV-5 ANALYSE DU COURANT D'IONS POSITIFS EXTRAITS DU PLASMA

L'analyse du faisceau d'ions positifs extraits du plasma au moyen de la sonde creuse consiste à déterminer les quantités suivantes :

- la masse des différentes espèces d'ions positifs présentes dans la décharge,
- le spectre d'énergie de chacune de ces espèces.

La décharge ayant lieu dans l'hydrogène, nous avons vu au chapitre II, paragraphe II-6 que les ions en quantités importantes seront essentiellement H^+ , H_2^+ et H_3^+ . L'analyse montrera que l'on peut se limiter à ces trois catégories d'ions positifs dès que le tube à décharge a fonctionné pendant quelque temps. Il n'y aura pas en principe d'ambiguïté sur les espèces d'ions, les masses étant bien séparées (1, 2, 3).

La séparation du faisceau en ses composants pour l'étude du spectre d'énergie nécessite l'utilisation d'un analyseur à champ magnétique. Nous avons vérifié les résultats obtenus par cet analyseur en utilisant un analyseur électrostatique qui donnait le spectre d'énergie de l'ensemble des espèces ioniques. Un prisme électrostatique ne peut en effet séparer les différentes masses ioniques qui ont la même énergie et la même charge.

Nous verrons au chapitre V que ces deux procédés conduisent aux mêmes résultats, l'analyseur magnétique permettant cependant d'obtenir des renseignements sur la distribution en énergie de chaque espèce d'ions.

IV-5-1 L'analyseur magnétique

1 - Description.

L'analyseur magnétique utilisé est constitué par un prisme magnétique à $\phi = 90^\circ$ de déviation, le rayon moyen de la trajectoire étant $R = 204$ mm et l'entrefer $e = 16$ mm.

Dans le secteur magnétique, la trajectoire des particules est un cercle. Le rayon R_i de ce cercle est tel que pour un ion de masse m_i , de charge e et de vitesse v , la force de Lorentz équilibre la force centrifuge (figure 4-9)

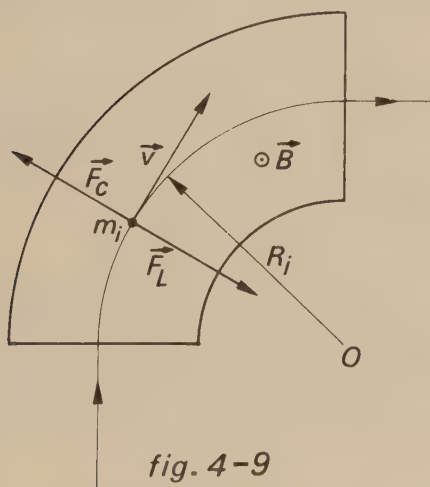


fig. 4-9

Soit :

$$e(\vec{v} \wedge \vec{B}) = m_i \vec{\gamma}_c$$

$$evB = \frac{m_i v^2}{R_i}$$

Ce qui peut s'écrire :

$$R_i = \frac{m_i v}{eB}$$

Pour une position donnée des fentes d'entrée et de sortie de l'analyseur et pour des particules rentrant normalement aux faces du prisme magnétique, il n'existe qu'une seule valeur de R_i qui permet la transmission de la particule de l'entrée à la sortie. Il s'en suit que pour $R_i = R$ et B donnés, l'analyseur magnétique ne laissera passer que les particules dont la quantité de mouvement est :

$$m_i v = ReB$$

L'analyseur magnétique sera donc un filtre de quantité de mouvement.

2 — Double focalisation dans l'espace.

Le choix d'un angle de déviation $\Phi = 90^\circ$ permet d'utiliser de manière commode le procédé de double focalisation (verticale et horizontale).

On dit qu'un secteur magnétique M donne une double focalisation dans l'espace ou est stigmatique, lorsque le système produit au point image I une focalisation horizontale (c'est-à-dire dans le plan de l'entrefer) et une focalisation verticale (c'est-à-dire dans un plan perpendiculaire à l'entrefer).

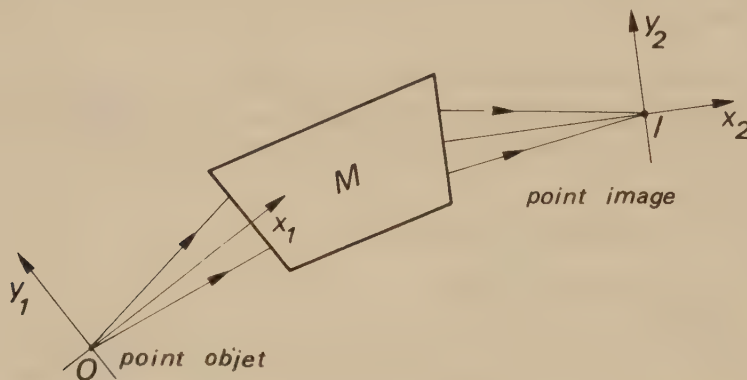


fig. 4-10

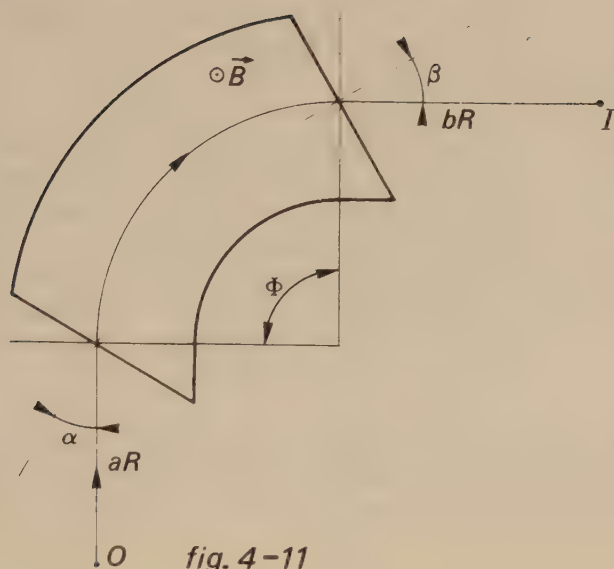
Cela signifie (Septier (57)) que la direction d'un faisceau arrivant dans le plan image à $x_2 = 0$ (figure 4-10) est indépendante de la direction de ce faisceau lorsqu'il a quitté le plan objet à $x_1 = 0$, ceci pour la focalisation horizontale.

Les équations différentielles des trajectoires dans le plan de l'entrefer et dans un plan perpendiculaire à l'entrefer montrent que lorsque l'on utilise un secteur magnétique à 90° , cette double focalisation peut être obtenue en choisissant des angles d'entrée α et de sortie β du faisceau par rapport aux faces du secteur non nuls (cf. figure 4-11).

Le choix des valeurs de α et de β est lié aux distances objet $A = aR$ et image $B = bR$ et à l'angle de déviation Φ .

Si l'on choisit $A = B = 2R$, c'est-à-dire une configuration symétrique pour l'analyseur, on montre (57) que les angles α et β donnant un système stigmatique doivent être égaux à :

$$\alpha = \beta = 26,5^\circ$$



L'étude théorique des matrices de transfert du système permet de montrer que l'analyseur a les propriétés suivantes :

$$\text{La dispersion } D = \frac{\Delta y}{\Delta p_i} \frac{p_i}{R} = \frac{y}{\delta_i}$$

est deux fois plus élevée que dans le cas d'un secteur où $\alpha = \beta = 0$ et $a = b = 1$.

La dispersion représente la variation de dimension horizontale de l'image par rapport à la variation relative d'énergie δ_i du faisceau incident.

$$\delta_i = \frac{\Delta p_i}{p_i} \text{ avec } p_i = m_i v$$

— Le pouvoir de résolution **R** (dans l'approximation du 1^{er} ordre), est deux fois plus élevé que dans le cas $\alpha = \beta = 0$, $a = b = 1$:

$$R = \frac{p_i}{\Delta p_{i, 1/2}}$$

$\Delta p_{i, 1/2}$ largeur à mi-hauteur de la distribution de quantité de mouvement de valeur moyenne p_i , dans le plan image.

Le pouvoir de résolution exprime la capacité du système à séparer des particules de quantités de mouvement différentes. Plus **R** est grand, meilleur est l'analyseur.

— Comme pour un secteur simple, les grandissements horizontal M_H et vertical M_V , définis comme le rapport des dimensions linéaires de l'image par rapport à celles de l'objet, sont égaux à l'unité.

Ainsi l'utilisation d'angles d'entrée et de sortie égaux à $26,5^\circ$ et des distances objet et image $A = B = 2R$ permet d'améliorer la dispersion et le pouvoir de résolution de l'analyseur.

3 — Correction de l'effet de bord.

Dans un secteur magnétique réel la zone d'action du champ magnétique n'est pas limitée par le plan des pièces polaires. Le champ continue d'agir sur le faisceau sur une certaine distance d'autant plus grande que l'entrefer est plus large. Il s'ensuit que le secteur magnétique réel de l'aimant (c'est-à-dire la zone limitée par les pièces polaires) ne coïncide pas avec le secteur pratique (figure 4-12).

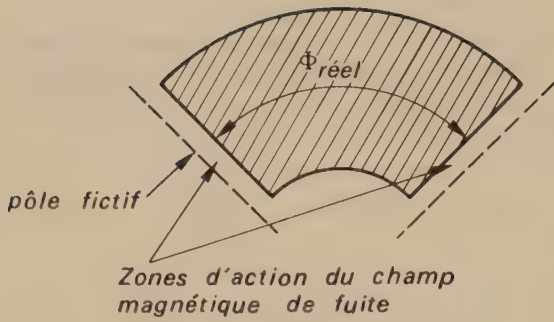


fig. 4-12

Le calcul des caractéristiques de l'analyseur requiert la connaissance et la correction de ce champ de fuite.

Le relevé du champ magnétique dans la zone de transition de l'entrefer a été réalisé au moyen d'une sonde à effet Hall de petites dimensions. La courbe de la figure 4-13 représente la variation réduite du champ à la limite de l'entrefer, en fonction du rapport de la distance l du point où l'on mesure le champ à la largeur e de l'entrefer.

Pour calculer la position du pôle fictif, nous utilisons la méthode proposée par H.A. Enge (58). Pour cela, on détermine la distribution rectangulaire du champ dont la surface S_0 est équivalente à l'aire contenue sous la courbe de variation du champ :

$$h(s) = \frac{B}{B_0} = f\left(\frac{l}{e}\right) \quad B_0 \text{ champ dans l'entrefer.}$$

cette aire est donnée par :

$$S_1 = \int_{-s_1}^{\infty} h(s) ds$$

L'intégrale a été calculée à l'ordinateur à partir du relevé expérimental de $h(s)$.

La comparaison de S_1 avec $S_0 = s_0 B/B_0$ permet de déterminer s_0 et ainsi la position du pôle fictif.

Dans l'analyseur que nous avons construit ce calcul conduit à un pôle fictif situé à $0,88e \approx 14 \text{ mm.}$ en avant des faces réelles de l'aimant.

Nous avons tenu compte de cette correction dans le positionnement des faces d'entrée et de sortie de l'analyseur.

4 - Pouvoir de résolution de l'analyseur magnétique.

Il a été dit précédemment que le pouvoir de résolution **R** exprime la capacité du système à séparer des particules de quantités de mouvement différentes. Ce pouvoir de résolution est lié aux largeurs S_1 et S_2 des fentes d'entrée et de sortie qui limitent les dimensions du point objet et du point image et à l'importance des aberrations.

En supposant le système libre d'aberrations, le pouvoir de résolution **R** est donné par :

$$R = \frac{P_i}{\Delta p_{i, 1/2}} = \frac{R D}{S_2} = \frac{R D}{M_H S_1}$$

Appliquée à notre cas particulier où $R = 204 \text{ mm.}$, $D = 4$, $M_H = 1$ et pour $S_1 = S_2 = 0,1 \text{ mm.}$ cette formule donne une valeur théorique de **R** égale à :

$$R_{th} = 8000$$

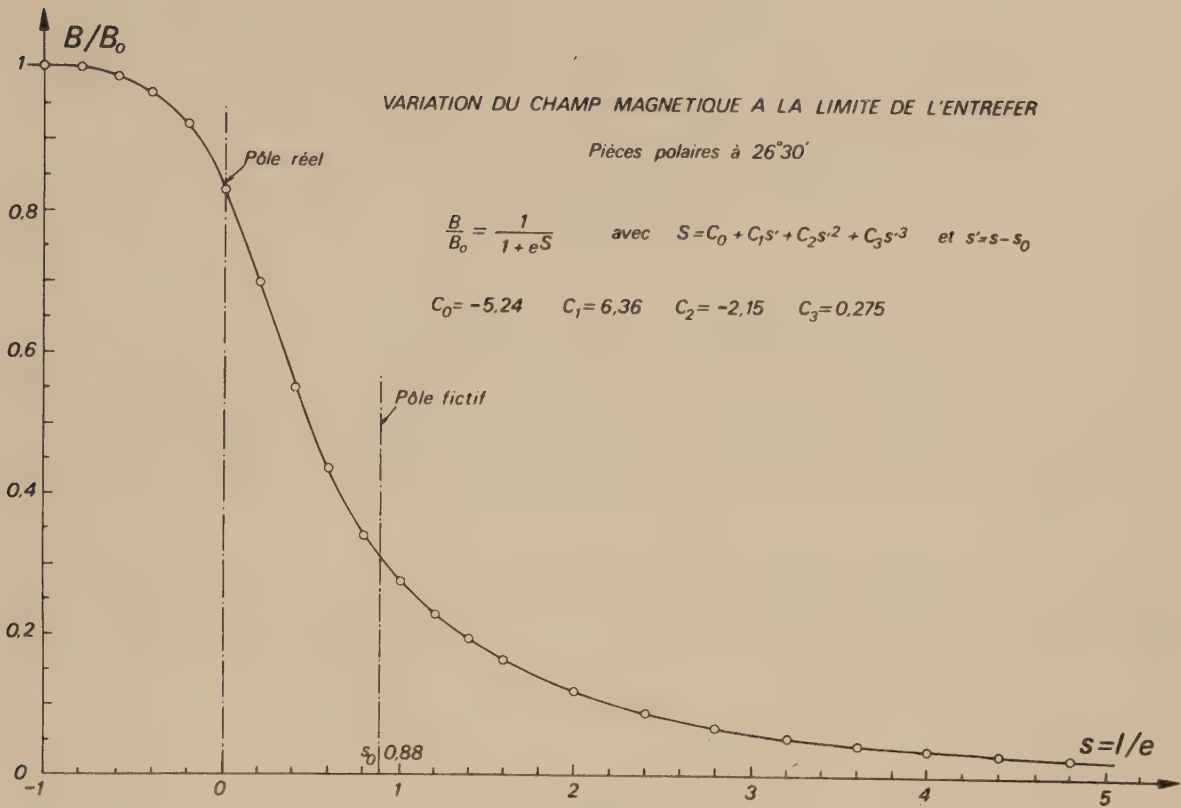


fig. 4-13

Si $S_1 = S_2 = 0,2 \text{ mm}$

$R_{th} = 4000$

La valeur pratique R_p du pouvoir de résolution est en fait toujours inférieure à R_{th} . Il faut en effet tenir compte des aberrations qui déforment l'image de la fente d'entrée, réduisant ainsi le pouvoir de résolution.

Le calcul des aberrations n'est pas très aisé, aussi pour obtenir la valeur pratique du pouvoir de résolution est-il préférable de le mesurer expérimentalement, au moyen d'un faisceau de particules monocinétiques (canon à électrons).

5 - Caractéristiques principales de l'aimant analyseur.

- Fonctionnement en double focalisation dans l'espace.
- Correction du champ de fuite.
- Rayon de courbure $R = 204 \text{ mm}$.
- Angle de déflexion $\phi = 90^\circ$.
- Angles d'entrée et de sortie du faisceau par rapport à la normale aux pièces polaires $\alpha = \beta = 26,5^\circ$
- Dispersion linéaire $D = 4$

— Grandissement $M_H = 1$

— Pouvoir de résolution théorique avec fentes de 0,1 mm.

$$R_{th} = 8000$$

— Pouvoir de résolution pratique avec fentes de 0,2 mm.

$$R_{th} \approx 3000$$

6 — Description technique de l'analyseur magnétique.

Le champ magnétique est créé par un électro-aimant C.S.F. Cet électro-aimant est alimenté par une source de courant régulé dont la stabilité est de l'ordre de 1.10^{-5} . Un dispositif automatique permet de faire varier en fonction du temps l'intensité du courant, permettant ainsi le balayage en champ de l'aimant entre zéro et 0,95 T.

Le tube d'analyse est en cuivre recuit, sa section est de 14 mm sur 45 mm. Pour améliorer le vide dans ce tube, situé entre les deux fentes d'analyse, un pompage secondaire supplémentaire est réalisé sur ce tube au moyen d'une pompe à diffusion muni d'un piège à azote liquide.

Le centrage de l'aimant par rapport au tube peut être réalisé en rotation et en translation.

Les organes d'entrée et de sortie de l'analyseur sont constitués :

— Pour l'entrée par une fente S_1 réglable sous vide entre 0 et 5 mm avec une précision de 0,02 mm, la hauteur de la fente est 10 mm. Cette fente dont les bords sont en biseau à 45° est précédée d'un diaphragme de définition de 2 mm de diamètre, la distance fente-diaphragme est 25 mm. L'ouverture du faisceau pénétrant dans l'analyseur est ainsi réduite à $\epsilon = 2,5^\circ$ environ. Une lame de quartz escamotable permet de vérifier la focalisation du faisceau.

— Pour la sortie par une fente réglable sous vide identique à celle d'entrée. Derrière cette fente est placé le dispositif de détection des ions.

La décharge en haute fréquence étant une source d'ions positifs relativement puissante, le système de détection pourra simplement être constitué par un cylindre de Faraday (59). Pour éviter que l'émission secondaire électronique du cylindre sous l'impact des ions ne perturbe le courant recueilli à la sortie de l'analyseur, une électrode polarisée à -200 V est placée devant le cylindre de Faraday.

Le détecteur est relié à un pico-ampéremètre à grande vitesse (temps de réponse inférieur à 1 ms.) KEITHLEY 416, sa sortie est connectée à un enregistreur SEFRAM (temps de réponse inférieur à 0,3 s à pleine échelle). L'ensemble pico-ampéremètre — enregistreur ayant un temps de réponse petit par rapport à la vitesse de défilement des spectres (vitesse liée à celle de variation du champ magnétique), nous pouvons considérer que les spectres obtenus n'ont pas subi d'intégration et représentent donc bien les spectres des ions traversant la fente de sortie.

La figure 4-14 donne le schéma du dispositif d'analyse magnétique.

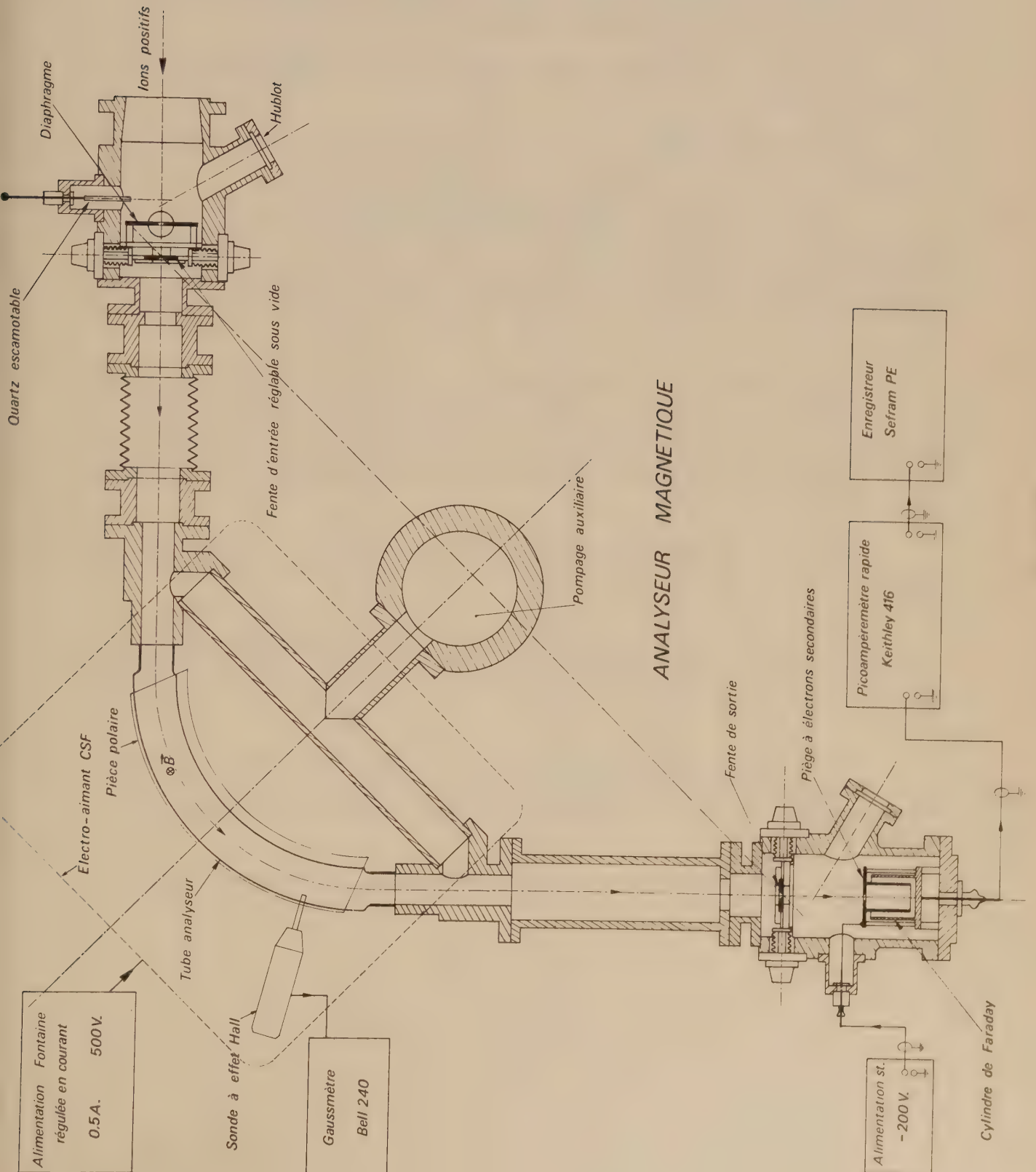


fig. 4-14

7 - Avantages et inconvénients de l'analyse magnétique.

L'analyse magnétique permet d'obtenir les spectres d'énergie des espèces ioniques et ceci pour chaque espèce séparément, c'est un avantage incontestable.

De plus, elle permet de s'intéresser à des faisceaux relativement intenses, donc plus représentatifs du faisceau issu de la décharge, ce qui est intéressant lorsque l'on veut juger de l'efficacité d'une source d'ions.

Cependant ces avantages entraînent beaucoup de complications du point de vue expérimental.

L'analyse magnétique fait appel à un matériel lourd et encombrant, qui nécessite d'être alimenté par une électronique de précision.

La séparation franche des spectres des ions H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ et l'obligation de se soustraire à l'influence des champs magnétiques parasites nous obligent à travailler avec un champ analyseur relativement élevé. Pour ces raisons, nous avons translaté de 50 keV le domaine d'énergie des ions issus de la décharge H.F. Cette translation a été réalisée avec précision au moyen d'une accélération électrostatique.

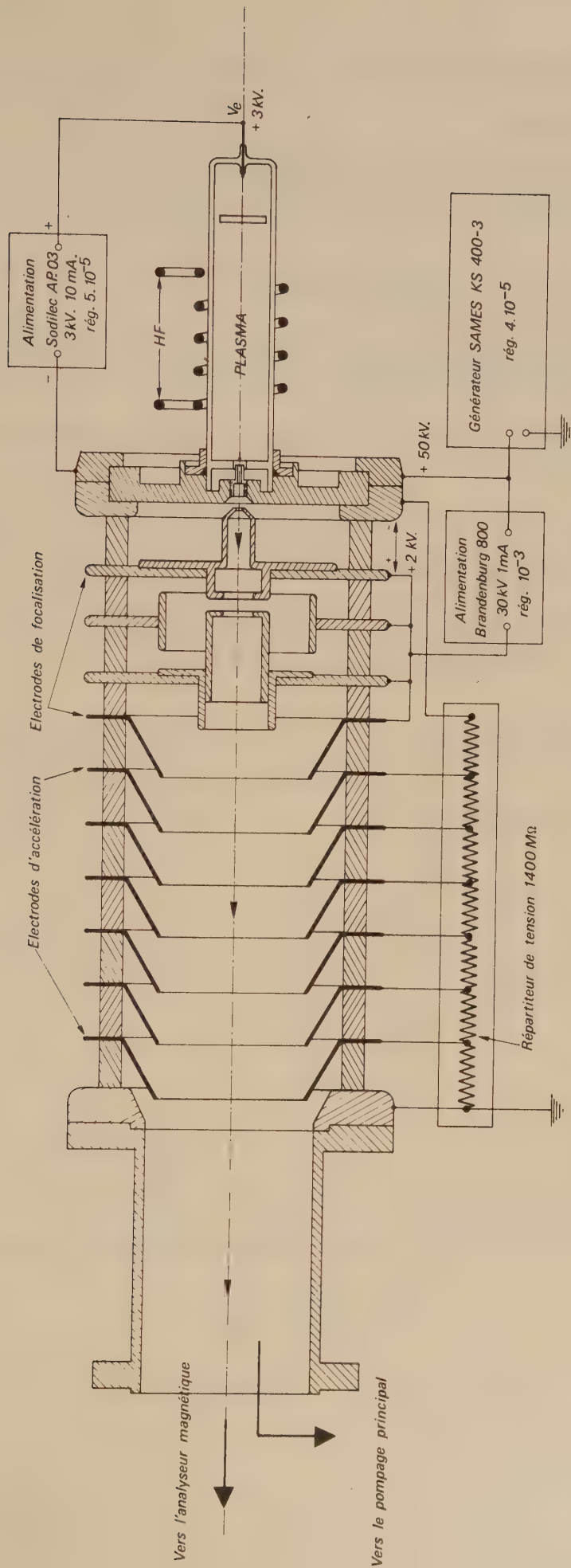
Le tube accélérateur utilisé est un tube S.A.M.E.S. à 7 étages d'accélération et un étage de focalisation. Les électrodes d'accélération sont alimentées par un générateur S.A.M.E.S. type 400-3 à très haute stabilité (10^{-5}), la focalisation est assurée par une alimentation 0-30 kV. de stabilité 10^{-4} . On est ainsi assuré, dans ces conditions, qu'aucune dispersion notable d'énergie sera introduite par la translation à 50 keV.

Une lentille électrostatique quadripolaire permet le cas échéant de refocaliser le faisceau sur le diaphragme d'entrée de manière à augmenter le courant dans l'analyseur.

L'utilisation d'une accélération des ions issus de la décharge oblige, si l'on veut conserver le dispositif d'analyse au potentiel de la masse, à porter l'ensemble du système de production du plasma H.F. au potentiel de la haute tension d'accélération.

L'alimentation à partir du réseau de l'électronique du système à décharge se fait alors par l'intermédiaire de transformateurs d'isolement. Les réglages des différents paramètres de fonctionnement de la décharge étaient assurés par des commandes isolantes.

La figure 4-15 donne le schéma du dispositif de translation de l'énergie.



DISPOSITIF D'ACCELERATION DES IONS EXTRAITS DU PLASMA

fig. 4-15

IV-5-2 L'analyseur électrostatique

1 — Description.

Dans un but de vérification des résultats obtenus au moyen de l'analyse magnétique et pour être certain du peu d'influence du dispositif d'accélération utilisé, nous avons soumis le faisceau d'ions extrait de la décharge à une analyse électrostatique.

Nous verrons que cette analyse permet de déterminer très facilement et avec précision l'énergie moyenne des ions.

Un analyseur électrostatique agit comme un sélecteur d'énergie, il est insensible à la masse des particules si celles-ci ont la même énergie et la même charge.

Nous avons utilisé pour la construction de l'analyseur les données de H. Niermeyer (60).

L'analyseur est constitué par deux secteurs cylindriques. L'angle de ces secteurs est $\Phi_e = 90^\circ$ et le rayon de la trajectoire moyenne est de $R_0 = 69,70$ mm (figure 4-16). La distance entre les deux secteurs est $d = 5,38$ mm.

Une différence de potentiel continu est appliquée entre les 2 secteurs, établissant sur le cercle de rayon moyen R_0 un champ électrique radial $\vec{E}_0$.

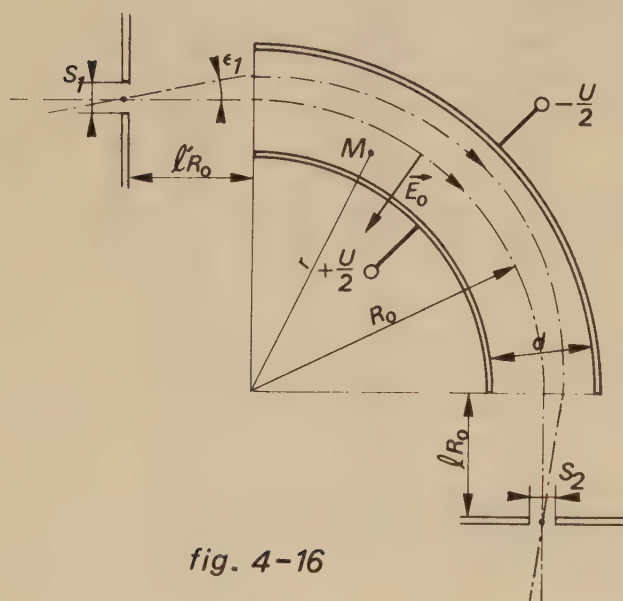


fig. 4-16

Sous l'action de ce champ électrique les particules chargées (de signe et d'énergie convenables) se déplacent dans un plan perpendiculaire à l'axe des secteurs, sur une trajectoire circulaire confondue avec l'équipotentielle de rayon R_0 et d'équation :

$$\frac{2W_0}{R_0} = \frac{m_i v_0^2}{R_0} = +eE_0 \quad (1)$$

(particules d'énergie W_0 , de masse m_i , de vitesse v_0 non relativiste, de charge e).

Cette équation traduit le fait que la force électrique est juste compensée par la force centrifuge.

Le potentiel en un point M situé entre les secteurs, à la distance r de l'axe est donné par :

$$V_M = E_0 R_0 (0,5 - \text{Log } \frac{r}{R_0})$$

ce qui conduit, si d est petit devant R_o et si les secteurs sont portés à des potentiels $+U/2$ et $-U/2$, à :

$$E_o \approx \frac{U}{d}$$

La formule (1) s'écrivant alors :

$$W_o = e \frac{R_o}{d} \cdot \frac{U}{2} \quad (2)$$

Cette équation montre bien que des particules de même énergie W_o et de même charge ($W_o/e = \text{constante}$) suivent la même trajectoire de rayon R_o , quelles que soient leurs masses.

Les caractéristiques de l'optique électronique d'un prisme électrostatique ont été données en détail par H. Wollnick (61). Le système assure une focalisation du premier ordre dans la direction radiale.

Les fentes d'entrée et de sortie S_1 et S_2 sont situées à des distances objet $L_o = l'R_o$ et image $L_i = l R_o$ des bords des secteurs. Les distances L_o et L_i sont reliées entre elles par la condition de focalisation :

$$L_i = \frac{R_o^2/2 + L_o R_o/p \cotg p\Phi_e}{L_o - R_o/p \cotg p\Phi_e}$$

$\Phi_e = 90^\circ$ est l'angle des secteurs, p est une constante qui, pour un secteur cylindrique a pour valeur $\sqrt{2}$.

Dans ces conditions, si $L_o = 25 \text{ mm.}$, la formule donne :

$$L_i \approx 25 \text{ mm.}$$

Cependant, la focalisation ne sera pas parfaite. Les particules rentrant dans l'analyseur par la fente S_1 sous l'angle ϵ_1 par rapport à la trajectoire médiane n'iront pas recouper cette trajectoire au milieu de S_2 . L'image de S_1 semblera de ce fait élargie par l'aberration angulaire du second ordre Δr_2 . Cette aberration est donnée par Johnson et A. Nier (121) sous la forme :

$$\Delta r_2 = -k \epsilon_1^2 R_o$$

avec $k = +1,7$ pour $L_i = L_o$ et $\Phi_e = 90^\circ$.

Ainsi donc l'entrée des particules sous l'angle ϵ_1 entraîne une erreur sur l'énergie de $\Delta W'_2$, par rapport à l'énergie W_o des particules se déplaçant sur la trajectoire moyenne, or d'après l'équation (2) :

$$\frac{\Delta W'_2}{W_o} = \frac{\Delta r_2}{R_o}$$

soit

$$\Delta W'_2 = -1,7 W_o \epsilon_1^2$$

De la même façon, si certaines particules ont à l'entrée S_1 , une composante de vitesse faisant un angle ϵ_2 avec la trajectoire moyenne dans un plan perpendiculaire à celle-ci, il en résultera une erreur sur l'énergie de $\Delta W_2''$ telle que :

$$\Delta W'' = - W_0 \epsilon_2^2$$

L'erreur totale ΔW_2 sur la détermination de l'énergie, due à l'ouverture du faisceau sera :

$$\Delta W_2 = - (1,7 \epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) W_0$$

Dans l'analyseur que nous avons construit, les angles ϵ_1 et ϵ_2 étaient inférieurs à 1° . L'erreur sur l'énergie à $W_0 = 1,5 \text{ keV}$ était :

$$\Delta W_2 < 1,5 \text{ eV}.$$

2 — Influence de la charge d'espace.

La charge d'espace du faisceau de particules soumises à l'analyse peut modifier la répartition du champ électrostatique E_0 à l'intérieur de l'analyseur. L'intensité du faisceau de l'analyseur devra être limitée pour éviter que cet effet perturbe notablement le fonctionnement de l'analyseur.

Ainsi une charge d'espace positive entraîne une erreur sur la détermination de l'énergie des ions lents. En effet, pour une valeur $U = U_0$ de la tension appliquée entre les secteurs et correspondant au déplacement des ions lents sur la trajectoire moyenne R_0 , les ions rapides ne seront presque pas déviés et viendront frapper le secteur extérieur diminuant le champ électrique. La fente de sortie recevra donc des particules d'énergie plus faibles que celle qui correspond à U_0 .

Niedermeyer (60) a montré, théoriquement et expérimentalement, que l'erreur qui en découle sur la détermination de l'énergie était très nettement inférieure à 1 % pour des courants de protons d'énergie moyenne $W_0 = 1,5 \text{ keV}$ et d'intensité de l'ordre de 10^{-6} A . Nous travaillons toujours en dessous de ce courant.

3 — Correction des champs de fuite.

Comme dans le cas de l'analyseur magnétique, le champ dans l'analyseur électrostatique n'est pas nul à la sortie des secteurs, il décroît progressivement lorsque l'on s'éloigne de ceux-ci. Il sera donc nécessaire de tenir compte de cette perturbation dans la construction.

Nous avons choisi de corriger ces effets de bords au moyen de diaphragmes épais placés devant les secteurs à l'entrée et à la sortie. La courbure de ces diaphragmes est choisie identique à celle des secteurs à l'entrée et à la sortie.

Herzog a montré (62) que dans ce cas (figure 4-17) pour que $\eta^*/b = 0$, c'est-à-dire pour que l'angle de déviation soit précisément l'angle Φ_e des secteurs on doit avoir :

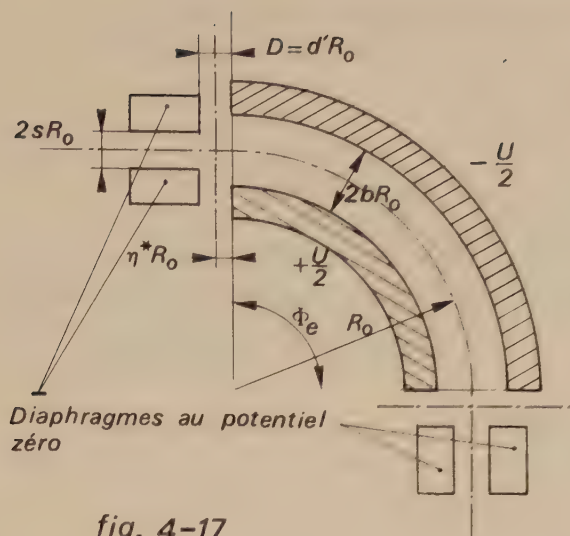


fig. 4-17

Si $2sR_0 = 2,5 \text{ mm}$. soit $\frac{s}{b} \approx 0,5$

$$\frac{d'}{b} \approx 0,5$$

ce qui donne

$$D = d'R_0 = 1,35 \text{ mm}.$$

C'est à cette distance D que nous avons placé les diaphragmes. La frontière du champ est alors confondue avec les plans d'entrée et de sortie des secteurs.

4 - Constante de déviation de l'analyseur.

Un ion d'énergie $W_0(\text{eV})$ entrant dans l'analyseur suivra la tra-

jectoire circulaire de rayon R_0 , si la différence de potentiel appliquée aux secteurs est U, telle que :

$$W_0 = \frac{R_0}{2d} U = k_{th} \cdot U$$

$k_{th} = R_0/2d$ est la constante théorique de déviation de l'analyseur. Avec les dimensions choisies pour la construction de notre analyseur $k_{th} \approx 12,96$. Cette valeur ne doit pas être utilisée pour déterminer l'énergie des ions traversant l'analyseur, il faut pour cette détermination utiliser la valeur expérimentale k_p de la constante de déviation.

Cette constante k_p , qui caractérise l'appareil réel, a été mesurée au moyen d'un faisceau, d'énergie connue, issu d'un canon à électrons. Les tensions d'alimentation des secteurs et du canon étaient stabilisées à 10^{-4} près et mesurées avec la même précision. Dans ces conditions nous avons obtenu pour k_p une valeur :

$$k_p = 12,50$$

L'erreur sur k_p a été évaluée comme étant de l'ordre de 0,5 %. C'est cette valeur de $k_p = 12,50$ qui sera utilisée dans la suite pour calculer l'énergie.

5 - Pouvoir de résolution de l'analyseur.

Le pouvoir de résolution R_e d'un analyseur électrostatique se définit de la même manière que pour un analyseur magnétique. R_e est le rapport de l'énergie W d'un faisceau d'ions monocinétiques entrant dans l'analyseur sur la largeur à mi-hauteur $\Delta W_{1/2}$ du spectre d'énergie fourni par l'analyseur :

$$R_e = \frac{W}{\Delta W_{1/2}}$$

L'expression de R_e peut également s'écrire :

$$R_e = \frac{D_i R_o}{S_2 + S_1 M_r + A} \quad (3)$$

Dans cette formule :

D_i est la dispersion linéaire du système

M_r est le facteur d'amplification radiale ou grandissement.

A représente la somme de toutes les aberrations.

La dispersion en énergie D_i s'exprime par :

$$D_i = \frac{(1 - c^*)}{p^2} + l_{ri}'' \frac{s^*}{p}$$

avec $s^* = \sin p \Phi_e$ $c^* = \cos p \Phi_e$ ($p = \sqrt{2}$ pour un secteur cylindrique)

$l_{ri}'' = -(s^*/p + l_o' s^* p)$ distance radiale image en unité de R_o

$l_o' R_o$ distance de la fente d'entrée aux bords des secteurs
(25 mm dans notre montage)

Le grandissement est $M_r = c^* - l_{ri}'' s^* p$

Appliquée à notre analyseur la formule (3) conduit à la valeur suivante de $R_e = R_{th}$

$$R_e = R_{th} \simeq 175 \quad \text{avec des fentes } S_1 = S_2 = 0,2 \text{ mm.}$$

Cette valeur théorique doit être remplacée par la valeur expérimentale R_p du pouvoir de résolution. L'utilisation d'un faisceau de particules monocinétiques nous a donné une largeur à mi-hauteur $\Delta W_{1/2} = 11,7 \text{ eV}$. pour une énergie de 2 keV ainsi :

$$R_p \simeq 170$$

Cette valeur diffère peu de la valeur théorique.

La résolution de l'analyseur électrostatique est beaucoup plus faible que celle de l'analyseur magnétique, cependant cet avantage pour ce dernier disparaît en partie par le fait que l'énergie moyenne est translatée vers 50 keV. Avec l'analyseur électrostatique, aucune accélération n'est nécessaire.

6 - Caractéristiques de l'analyseur électrostatique.

- Secteurs cylindriques d'angle $\Phi_e = 90^\circ$
- Rayon moyen de la trajectoire $R_o = 69,7 \text{ mm}$.
- Ecartement des secteurs $d = 5,38 \text{ mm}$.
- Champs de fuites corrigés par des diaphragmes épais reliés au potentiel de la masse

- Constante de déviation expérimentale $k_p = 12,50$
- Pouvoir de résolution pratique avec fentes d'entrée et de sortie de 0,2 mm :

$$R_p \approx 170$$

7 – Description technique de l'analyseur électrostatique.

L'analyseur électrostatique est construit entièrement en matériaux amagnétiques (Duralumin AU4G et acier inoxydable Z 3CN 18–10), de cette manière nous devons tenir compte seulement des champs magnétiques d'origine externe à l'analyseur. Un blindage en mumétal permettait de diminuer ces champs parasites de manière appréciable.

Les secteurs de l'analyseur, ainsi que les diaphragmes, sont en duralumin soigneusement poli. La hauteur des secteurs est $h = 50$ mm.

Les fentes d'entrée et de sortie sont en acier inoxydable ; elles sont réglables entre 0 et 3 mm, leur hauteur est $h' = 10$ mm.

La sonde creuse permettant d'extraire les ions du plasma est placée à 130 mm de la fente d'entrée. Un diaphragme de 1 millimètre de diamètre, situé à 80 mm de la fente d'entrée, limite l'angle d'ouverture du faisceau entrant en S_1 dans l'analyseur à la valeur :

$$\varepsilon_1 \approx 0,5^\circ$$

Derrière la fente de sortie est placé le système de détection des ions, il est identique dans sa conception à celui utilisé avec l'analyseur magnétique, à savoir :

- piège à électrons secondaires
- cylindre de Faraday
- pico-ampèremètre rapide
- enregistreur.

Pour obtenir sur l'enregistreur le spectre d'énergie des particules issues du plasma, il est nécessaire d'effectuer un balayage des tensions $\pm U/2$, appliquées sur les secteurs de l'analyseur.

Pour obtenir cette variation, deux potentiomètres hélicoïdaux à 10 tours, de grande définition, sont entraînés par un réducteur couplé à un moteur synchrone. Ces deux potentiomètres sont alimentés par deux alimentations stabilisées à 10^{-4} près. L'analyseur ayant une impédance très grande par rapport au système d'alimentation, les tensions appliquées aux secteurs d'analyse sont bien définies. Un voltmètre numérique permet de suivre au 1/100e de volt près l'évolution des tensions $+U/2$ et $-U/2$. La figure 4-18 représente cet analyseur électrostatique.

Cet analyseur a été entièrement construit au laboratoire.

IV-5-3 Interprétation des spectres obtenus par les analyseurs

Les différents spectres obtenus lors des analyses magnétique et électrique ne représentent pas exactement la distribution d'énergie des particules entrant dans les analyseurs. Ces spectres doivent être corrigés comme l'a montré Kollath (63) de manière à représenter la véritable distribution de l'énergie.

ANALYSEUR ELECTROSTATIQUE

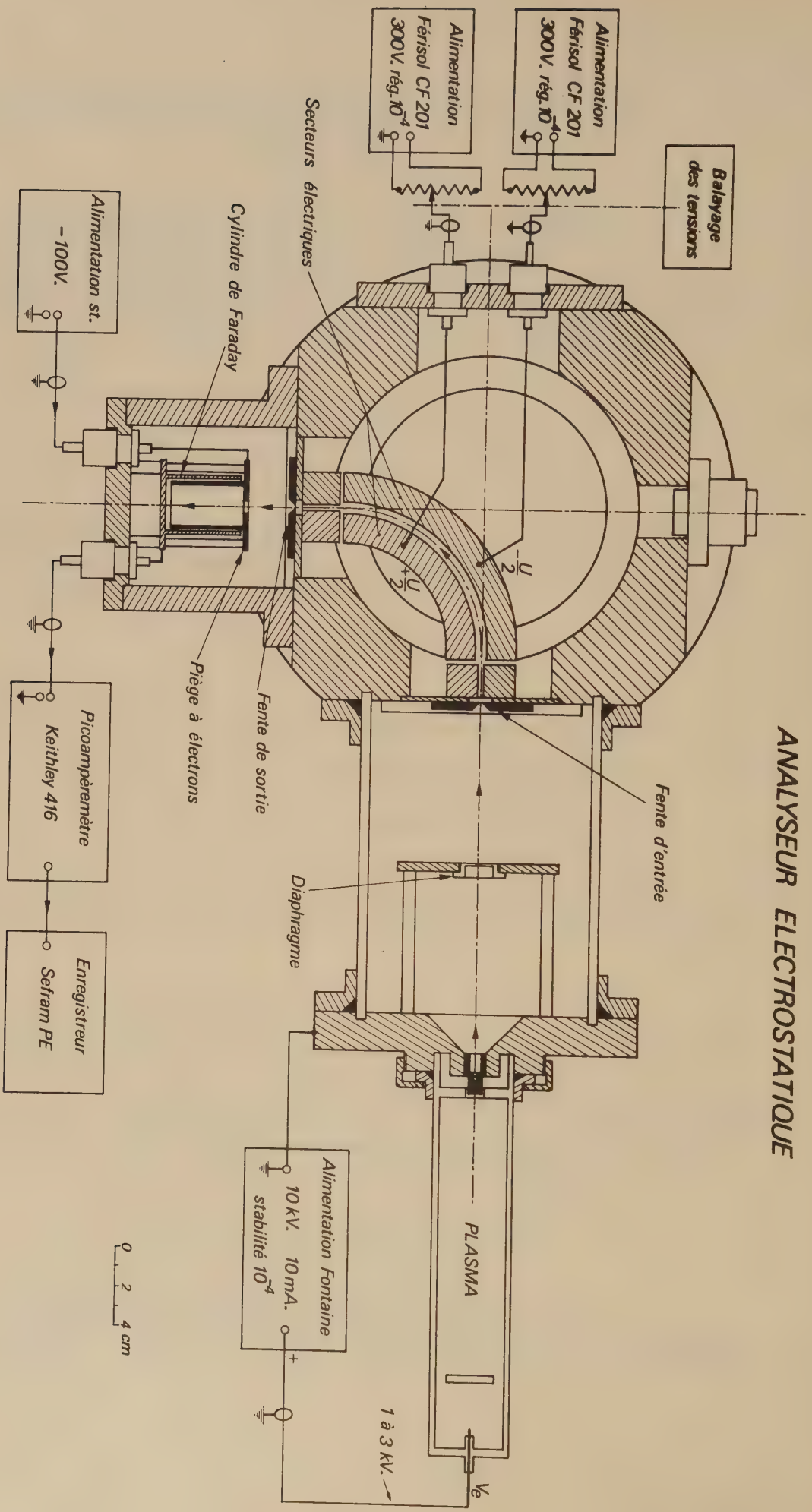


fig. 4-18

L'interprétation et la correction seront différentes selon que l'on s'intéressera aux spectres obtenus par l'analyse magnétique ou aux spectres obtenus par l'analyse électrique.

1 — Distribution obtenue par l'analyse magnétique.

Nous savons que l'analyse magnétique sépare les particules dont les quantités de mouvement sont différentes.

Le dispositif et les conditions expérimentales sont tels qu'il n'y a pas d'ambiguïté sur la masse m , c'est-à-dire qu'à chaque raie du spectre est associée une masse et une seule.

Sur le détecteur nous recueillons un courant I_1 en fonction de la quantité de mouvement $m_1 v_1 = eRB$ ou encore, pour la masse m_1 donnée le courant I_1 , en fonction de la vitesse v_1 , avec :

$$v_1 = \frac{eR}{m_1} B = K_1 B$$

La courbe de variation de I_1 en fonction de v_1 , pour une particule de masse m_1 est représentée sur la figure 4-19.

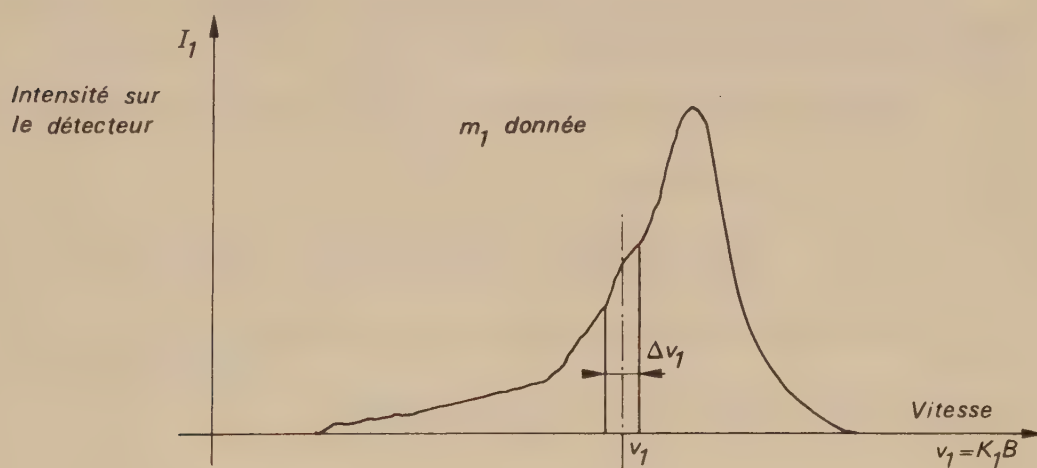


fig. 4-19

En pratique le détecteur ne reçoit pas exactement le courant correspondant à la vitesse v_1 , mais le courant correspondant à un petit intervalle de vitesse Δv_1 centré sur v_1 . La largeur Δv_1 de la zone prospectée est une caractéristique de l'analyseur, liée au pouvoir de résolution.

Si on appelle $f(v)$ la fonction de distribution des vitesses on peut écrire

$$I_1 = f(v_1) \Delta v_1$$

Δv_1 peut s'écrire :

$$\Delta v = \frac{e}{m_1} B \Delta R_1$$

Soit

$$I_1 = f(v_1) \cdot \frac{e}{m_1} B \Delta R_1 = f(v_1) \left(\frac{\Delta R_1}{R_1} \right) v_1 \quad (4)$$

$\frac{\Delta R_1}{R_1} = \frac{\Delta R}{R}$ est une constante de l'appareillage fonction du pouvoir de résolution **R**.

- Ainsi, pour obtenir à partir de l'enregistrement de I_1 la courbe de distributions des vitesses $f(v_1)$, il faut diviser (équation 4) l'ordonnée I_1 par le produit $(\Delta R/R)v_1$, soit I_1' cette nouvelle ordonnée.

On doit maintenant passer de la distribution des vitesses $f(v_1)$ à la distribution des énergies $g(W_1)$. On a :

$$W_1 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 \quad \text{soit} \quad \Delta W_1 = m_1 v_1 \Delta v_1$$

Cette dernière équation montre qu'il faut multiplier l'échelle des vitesses par $m_1 v_1$. De plus, les aires comprises entre les courbes $f(v_1)$ et $g(W_1)$ doivent être égales. Ces aires représentent en effet le nombre de particules qui arrivent sur le détecteur ; on est ainsi conduit à diviser l'ordonnée I_1' par $m_1 v_1$.

En conclusion, pour passer directement de l'enregistrement de I_1 à la distribution des énergies $f(W_1)$ il faut :

- multiplier les abscisses par $m_1 v_1 = eRB$, les abscisses sont donc proportionnelles à B^2 ;
- diviser les ordonnées I_1 par :

$$\frac{\Delta R}{R} m_1 v_1^2 = \frac{\Delta R}{R} K_1^2 m_1 B^2 = K'' B^2$$

K'' étant une constante pour une masse donnée m_1

La figure 4-20 illustre ce raisonnement.

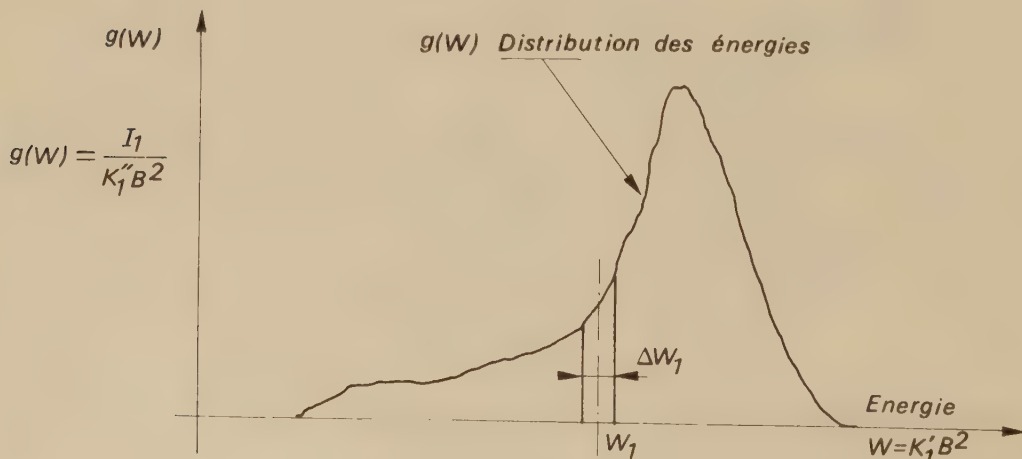


fig. 4-20

Si le spectre I_1 se présente sous la forme d'une raie étroite, la correction précédente sera aisée, car on pourra se contenter sans introduire d'erreur notable, de diviser I_1 par le carré de champ B correspondant au centre de la raie.

Toute cette étude concernait les ions de masse m_1 , pour les ions de masse $m_2, m_3, \dots$, il faut modifier le facteur d'échelle K_1 en le remplaçant par :

$$K_2 = \frac{e R}{m_2} \quad K_3 = \frac{e R}{m_3} \quad \text{etc ...}$$

Le courant total d'ions de masse m s'obtiendra en mesurant l'aire comprise entre la courbe I' et l'axe des vitesses par exemple.

2 - Distribution obtenue par l'analyse électrostatique.

L'analyseur électrostatique n'est sensible qu'à l'énergie. De la même façon que pour l'analyse magnétique, la courbe de l'intensité I arrivant au détecteur en fonction de la tension appliquée aux secteurs d'analyse ne représente pas exactement la distribution des énergies $g(W)$. La correction est cependant différente de la précédente.

Ainsi contrairement à l'analyse magnétique, la différence de potentiel U portée en abscisses est directement proportionnelle à l'énergie :

$$W = k_p U$$

Pour obtenir l'échelle des énergies, il suffira de multiplier l'échelle des tensions U par la constante de déviation de l'appareil k_p .

L'échelle des ordonnées I doit cependant être transformée. Le courant recueilli au détecteur est

$$I(W) = g(W) \Delta W$$

pour obtenir $g(W)$ on doit écrire :

$$g(W) = \frac{I}{\Delta W} = \frac{I}{\left(\frac{\Delta W}{W}\right) W}$$

Or $\Delta W/W$ est une quantité directement fonction du pouvoir de résolution R , qui est une constante de l'appareil. Pour obtenir $g(W)$ il suffit de diviser l'intensité I recueillie par W ou par :

$$k'U \quad \text{avec} \quad k' = k_p \left(\frac{\Delta W}{W}\right)$$

La figure 4-21 montre cette correction.

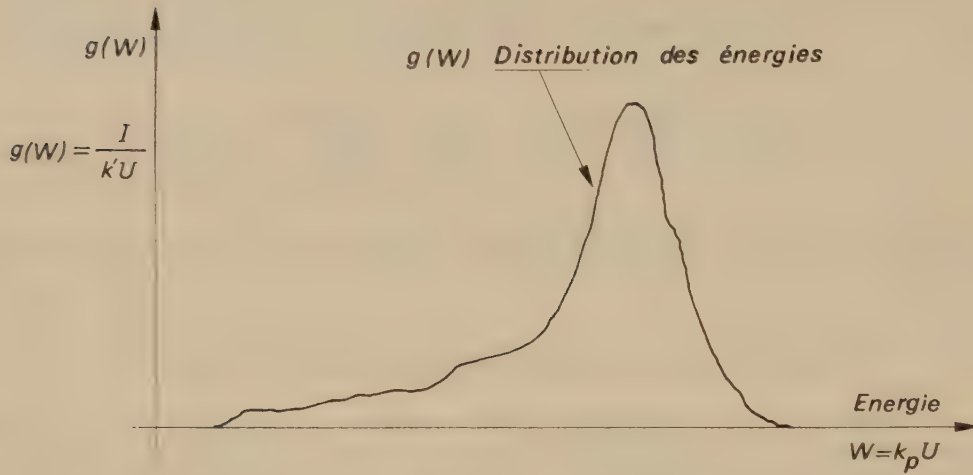


fig. 4-21

Si le spectre se présente sous la forme d'une raie étroite, on obtiendra une bonne approximation de $g(W)$ en divisant les ordonnées I par la valeur W correspondant au milieu de la raie.

■■■■■■■■■■

CHAPITRE V

LES RESULTATS EXPERIMENTAUX - 1^{ère} PARTIE -

V-1 L'OBSERVATION D'UNE RESONANCE DU PLASMA

V-1-1- Le phénomène de résonance au voisinage du double de la fréquence d'excitation

Dans cette première partie, nous avons étudié l'influence sur le plasma d'un champ magnétique statique B_S de faible intensité, dirigé perpendiculairement à l'axe de l'enceinte à décharge.

Les résultats obtenus dans cette étude sont complètement indépendants de l'existence des dispositifs permettant de transformer le système à décharge en source d'ions. Ceci a été vérifié expérimentalement. Les phénomènes décrits s'observent dans n'importe quelle enceinte cylindrique de caractéristiques similaires à celles utilisées ; ils sont également indépendants de l'existence d'un champ électrique continu (champ dû au dispositif d'extraction par exemple).

Les expériences ont été réalisées au moyen des deux générateurs H.F. Certains phénomènes n'apparaîtront qu'avec le générateur de forte puissance.

1 - Le phénomène de résonance.

Le tube à décharge étant rempli d'hydrogène sous une pression de $35 \cdot 10^{-3}$ Torr, on excite la décharge avec une puissance haute fréquence de quelques dizaines de watts ($P_F \simeq 50$ watts par exemple). Cette puissance doit être choisie suffisante, mais cependant pas trop élevée pour éviter de se placer dans le régime inductif à forte puissance H.F.

Si on applique progressivement le champ magnétique statique transversal B_S et si l'on mesure le courant I recueilli entre deux électrodes placées aux extrémités de l'enceinte et polarisées par la tension V_e , la courbe de variation $I = f(B_S)$ est donnée par la figure 5-1.

Cette figure montre l'existence d'un phénomène de résonance extrêmement net pour une valeur $B_S = B_r$ du champ magnétique statique.

Cette résonance est unique dans le domaine 0-300 Gauss ; l'accroissement du champ B_S entraîne cependant un accroissement du courant I . La figure 5-2 montre ce résultat.

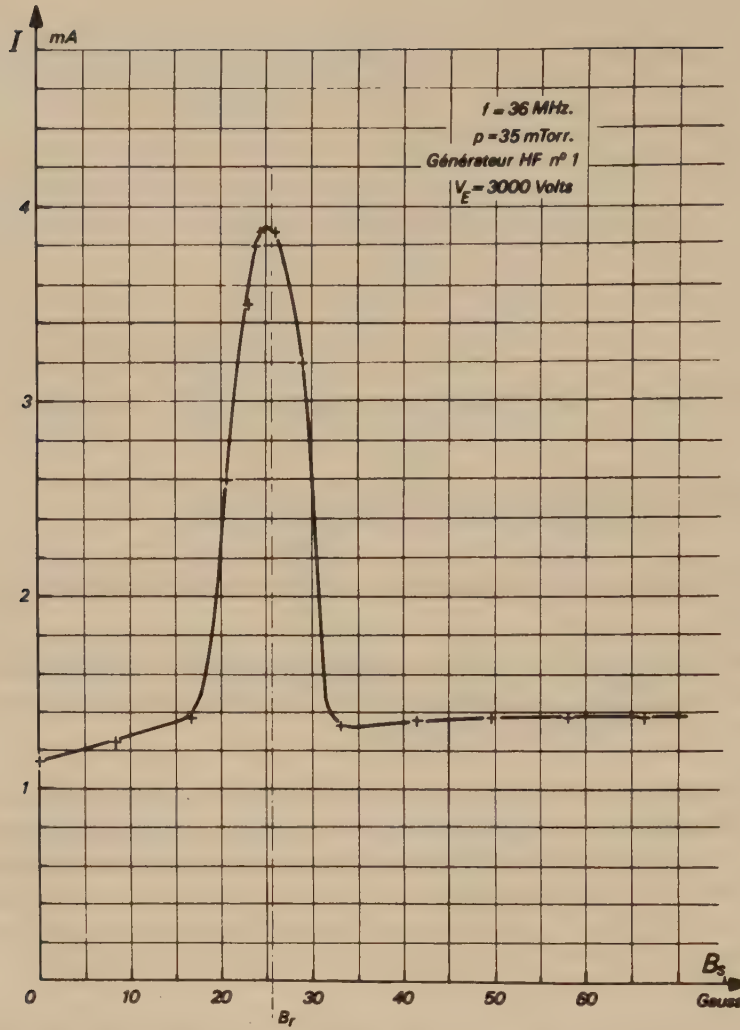


fig. 5-1

Dans l'exemple de la figure 5-1, la fréquence d'excitation de la décharge est $f = 36$ MHz., à cette fréquence le pic de résonance apparaît pour $B_s = B_r \simeq 25$ Gauss. La fréquence gyromagnétique des électrons f_c correspondant à la valeur B_r du champ magnétique est :

$$\frac{f_c}{2\pi} = \omega_c = \frac{eB_s}{m} = \frac{eB_r}{m} \simeq 440 \cdot 10^6 \text{ rad/s. soit } f_c \simeq 70 \text{ MHz.}$$

Il s'en suit que nous avons approximativement $f_c \simeq 2 f$

Ce résultat semble indiquer que le plasma présente une résonance lorsque la fréquence cyclotronique des électrons est le double de la fréquence d'excitation.

La résonance a été observée par différents auteurs. Neuert (64), Swingle et Swann (65), Gabovich (66), William (67), Ogawa et Abe (68), l'ont obtenue en étudiant les sources d'ions à excitation électromagnétique en haute fréquence. Ces

différents travaux restent fragmentaires, les auteurs précédents n'ayant pas étudié la résonance pour elle-même.

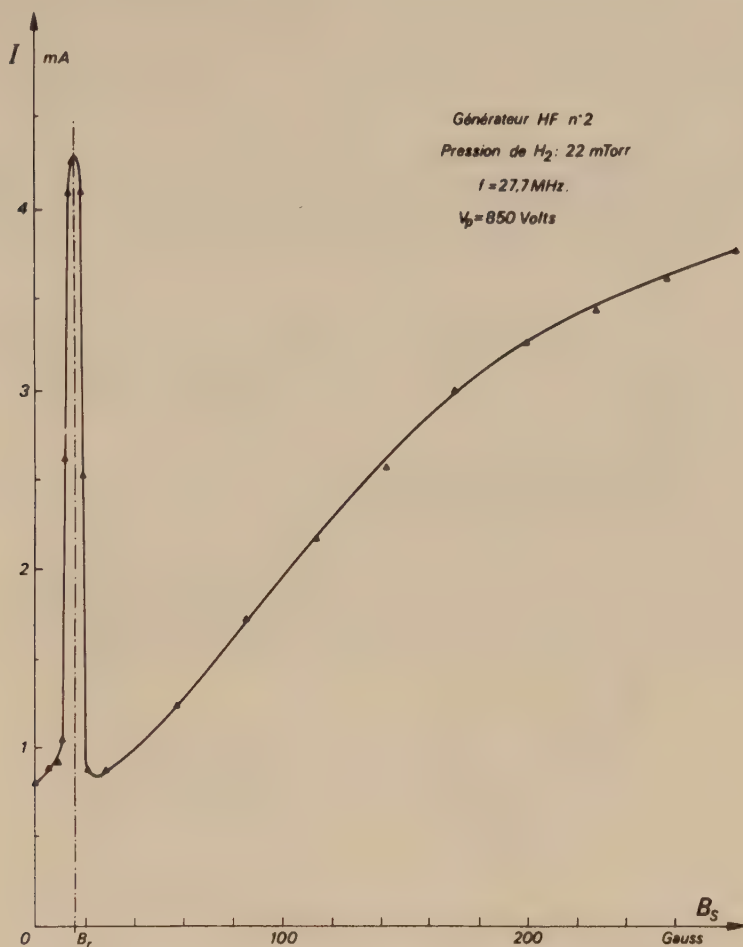


fig.5-2

D'autres études menées par Borgnis (69), Pfeiffer (31), Sager (32) et Oechsner (33) ont montré dans une géométrie plus simple que la notre, l'existence d'une résonance du plasma H.F. en présence d'un champ magnétique transversal. Nous discuterons les conclusions de ces travaux dans le chapitre VI de cet exposé.

— Remarque sur l'aspect de la décharge pendant la résonance —

L'action du champ magnétique B_s sur la lumière émise par la décharge est très spectaculaire. En dehors de la résonance et à faible puissance d'excitation, la lumière émise par la décharge est faible et de couleur rose. A la résonance, la lumière est très vive et est de couleur rouge intense, la luminosité de la décharge suit la même loi de variation que le courant I (figure 5-1). Un travail sur les phénomènes lumineux dans la décharge H.F. en résonance a été réalisé au Laboratoire par C. Fourier (53).

2 — Influence sur la résonance du mode de couplage plasma — générateur H.F.

Nous avons cherché à savoir si cette résonance était caractéristique du plasma excité en haute fréquence d'un champ magnétique statique, indépendamment de la structure électromagnétique, c'est-à-dire du couplage plasma — générateur H.F.

Nous savons en effet que lorsque l'enceinte est placée à l'intérieur du solénoïde d'excitation, il existe un champ électrique H.F. longitudinal $\vec{E}_1$ et un champ électrique induit $\vec{E}_\theta$ azimutal situé approximativement dans un plan perpendiculaire à l'axe du solénoïde. Le champ magnétique statique $\vec{B}_S$ est donc dans le même plan que $\vec{E}_\theta$.

Pour modifier la distribution du champ, nous avons réalisé un couplage capacitif entre le générateur et l'enceinte à décharge (cf. chapitre II, paragraphe II-1). Pour cela, deux anneaux distants de 70 mm entourent l'enceinte ; ces anneaux sont reliés aux extrémités de la bobine du circuit oscillant.

Dans cette configuration seul existe un champ électrique H.F. longitudinal donc perpendiculaire au champ magnétique statique.

Avec les mêmes conditions de pression et d'excitation que lors du couplage inductif, aucun phénomène de résonance n'apparaît. La figure 5-3 montre que le champ magnétique n'a pratiquement aucune action sur la décharge.

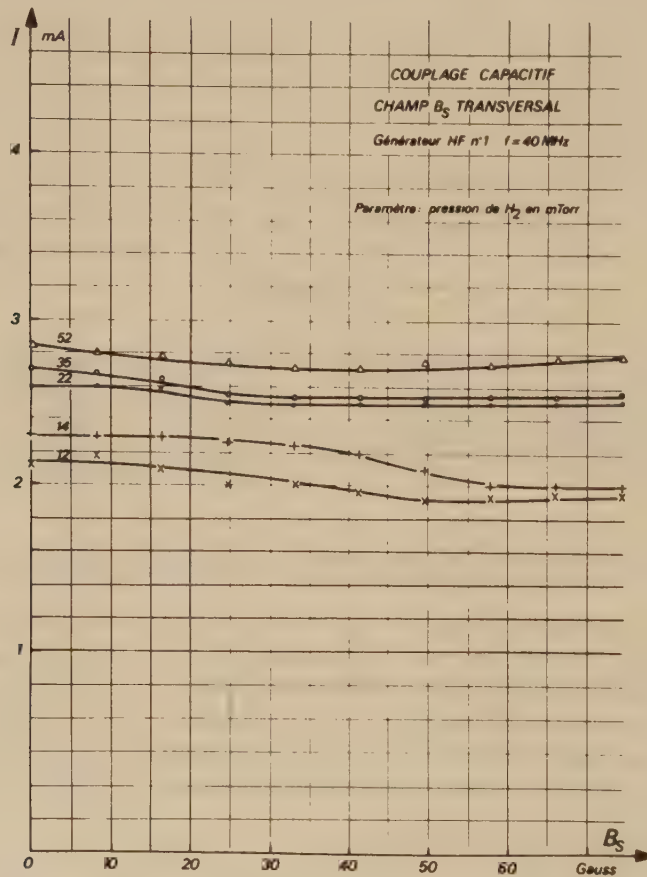


fig.5-3

La modification des conditions expérimentales (pression, puissance H.F., champ magnétique) ne change pas ce résultat.

Les mêmes expériences ont été reprises avec non plus B_S transversal mais avec B_S axial. La figure 5-4 indique que dans ce cas le champ magnétique B_S augmente légèrement la densité du plasma, mais aucun phénomène de résonance n'apparaît.

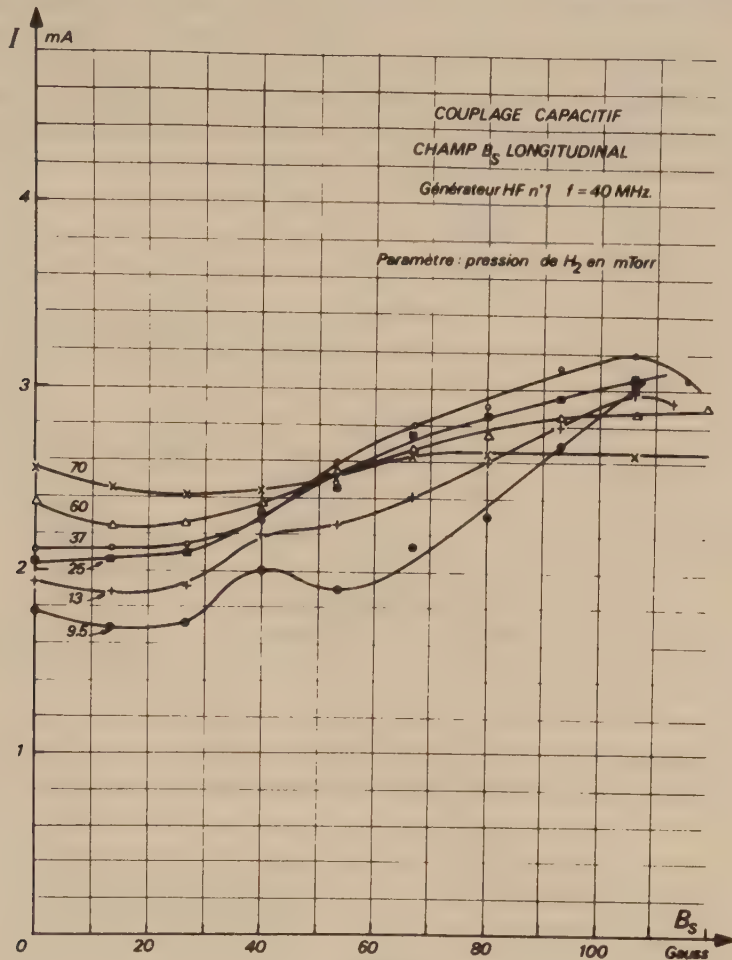


fig. 5-4

Un résultat comparable a été obtenu par Y. Catherine (70) au moyen d'un couplage par des plaques situées de part et d'autre de l'enceinte. Dès que la distance entre les plaques dépasse quelques centimètres, aucune augmentation notable de la densité du plasma n'intervient. Cependant, lorsque l'enceinte a de petites dimensions (diamètre 40 mm, longueur 50 mm, écartement des électrodes planes 60 mm) une résonance de faible amplitude apparaît pour un champ magnétique B_S tel que la fréquence cyclotronique des électrons qui lui correspond est voisine de la fréquence d'excitation. Ce résultat n'est pas étonnant puisque la géométrie de ce système est effectivement capable d'engendrer une résonance cyclotronique.

D'après ces résultats, il semble que la résonance que nous observons soit liée à l'existence du champ électrique induit $\vec{E}_\theta$, ce champ n'apparaît que lors d'un couplage inductif entre la décharge et le générateur H.F.

3 - Influence de la fréquence d'excitation

Nous avons vérifié que la relation $f_c \approx 2f$ était bien satisfaite dans toute l'étendue des fréquences que pouvaient délivrer nos générateurs H.F. (soit entre 20 et 50 MHz.). La bobine d'excitation utilisée dans ces expériences est toujours la même, de cette façon on est assuré que la distribution des champs H.F. n'est pas modifiée au niveau de l'excitation; nous verrons en effet que cette distribution influe sur la courbe de résonance. La figure 5-5 indique comment se déplace la courbe de résonance lorsque la fréquence d'excitation varie.

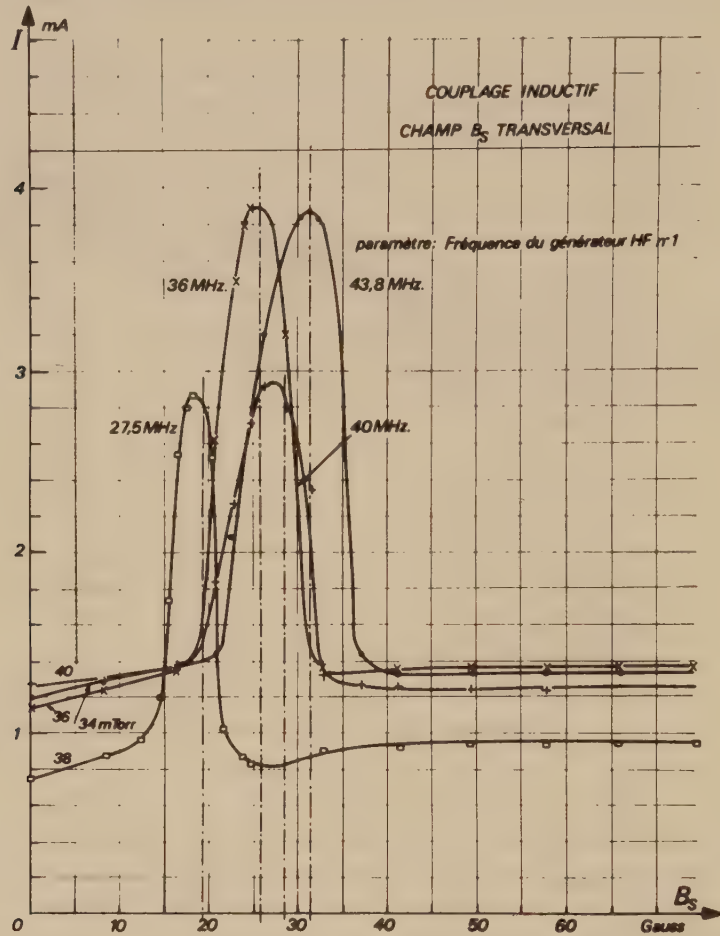


fig. 5-5

La relation linéaire $B_r = \eta f$ se vérifie sur le graphique de la figure 5-6.

Les deux précédentes figures montrent que dans cet intervalle de fréquence la relation $f_c \approx 2f$ semble vérifiée.

Il faut toutefois remarquer que dans la totalité des expériences, f_c est toujours légèrement inférieure à $2f$, on a toujours relevé :

$$1,8 f < f_c < 2f$$

soit

$$f_c = 2f - \Delta f$$

Ce décalage ne peut être attribué aux erreurs expérimentales dans la détermination des fréquences. La somme des erreurs relatives est de l'ordre de 3 %.

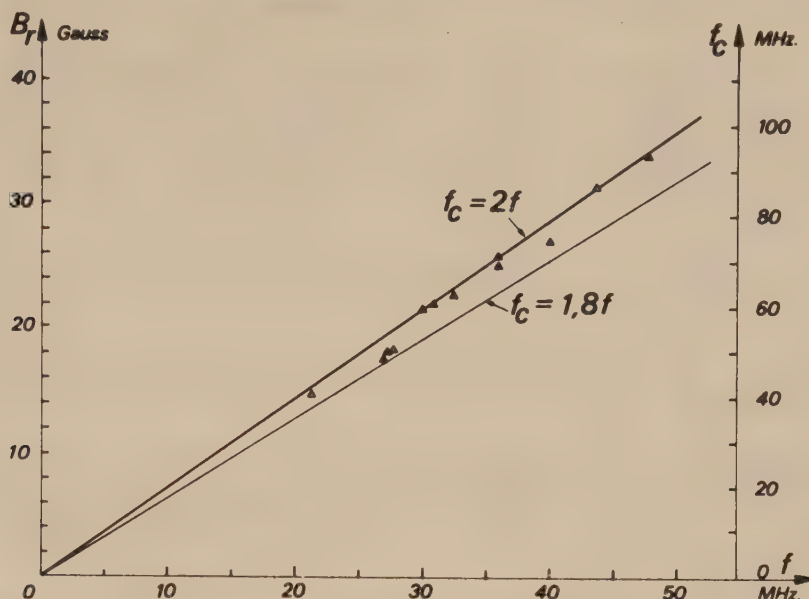


fig. 5-6

4 — Influence de la nature du gaz

Lorsque l'on a relié la valeur du champ magnétique de résonance B_r à la fréquence cyclotronique, on a supposé que les particules intéressées étaient les électrons. On admet ainsi que le mouvement des ions est peu influencé par les champs H.F. en raison de leur masse élevée.

Pour vérifier que la nature du gaz au travers de la masse des ions et des fréquences de collisions n'avait pas d'influence sur l'existence de la résonance, nous avons repris les expériences avec l'air et l'argon. Dans des conditions expérimentales identiques, la résonance apparaît dans ces deux gaz pour $f_c \simeq 2f$. Dans l'argon le phénomène de résonance est beaucoup moins spectaculaire qu'avec l'hydrogène. Ogawa et Abe (68) obtinrent également une résonance pour $f_c \simeq 2f$ dans l'hélium.

Il semble donc logique de penser que ce sont les électrons du plasma qui sont à l'origine du phénomène de résonance. Cette résonance apparaissant lorsque la fréquence cyclotronique des électrons est voisine du double de la fréquence d'excitation du plasma.

5 — Influence de la pression du gaz. Détermination d'un domaine d'existence.

La résonance est étroitement liée à la pression du gaz dans l'enceinte. Elle n'existe que dans un intervalle déterminé de pressions.

Pour l'hydrogène, la limite inférieure de cet intervalle, soit $10 \cdot 10^{-3}$ Torr, est indépendante de la fréquence d'excitation et de la puissance H.F. fournie à la décharge. Par contre, la limite supérieure qui se situe entre 50 et $70 \cdot 10^{-3}$ Torr semble liée à la puissance H.F., plus cette puissance est élevée plus la limite se

déplace vers les hautes pressions. Ainsi il était impossible d'obtenir une résonance à 70 mTorr avec le générateur n° 1 ($P_F \approx 100$ W) alors que celle-ci apparaît faiblement avec le générateur n° 2 ($P_F \approx 300$ W).

Pour une puissance H.F. déterminée, la résonance n'apparaît que dans un domaine de pressions bien défini que nous avons précisé (5). L'amplitude de la résonance est cependant variable à l'intérieur de ce domaine de pressions. Entre 15 et 30 mTorr, l'amplitude de la résonance est maximum, elle décroît de part et d'autre de ces valeurs.

L'existence de ce domaine de pression est clairement visible sur les figures 5-7, 5-8, 5-9, 5-10.

— Remarque — L'absence de résonance ne signifie pas qu'il est impossible d'obtenir une décharge.

Pour une pression voisine de 10^{-3} Torr, on obtient un plasma très peu dense et contenant des plasmoides qui se déplacent sous l'action du champ magnétique statique. Aux environs de 10^{-4} Torr, il n'est plus possible d'obtenir une décharge avec les générateurs utilisés.

Au-dessus d'une pression de $70 \cdot 10^{-3}$ Torr, la décharge subsiste, le champ magnétique est sans action sur le plasma.

Nous tenterons dans le chapitre VI de donner une interprétation théorique de l'existence de ce domaine de pression où apparaît la résonance.

6 — Rôle de l'amplitude des champs H.F.

La pression n'est pas le seul paramètre qui intervient pour l'existence de la résonance. L'amplitude du champ électromagnétique H.F. est également un facteur prépondérant.

Lorsque, en dehors de la résonance, la puissance H.F. fournie au plasma est petite (dans nos expériences cela signifie en général que la tension appliquée sur la plaque du tube oscillateur est faible), on n'obtient pas de résonance. Il est nécessaire que le champ électrique induit $\vec{E}_0$ ait au départ une certaine amplitude pour que la résonance apparaisse.

Si au contraire la puissance communiquée à la décharge est très importante (deux cents watts au minimum dans nos conditions expérimentales), la décharge est dans le régime brillant ou induit (cela suppose que la pression est supérieure à $20 \cdot 10^{-3}$ Torr pour l'hydrogène), le champ magnétique statique n'a alors plus d'influence notable sur le plasma. Tout se passe comme si le plasma avait atteint un régime optimum.

Entre ces deux cas extrêmes, l'influence de l'amplitude du champ électromagnétique H.F. apparaît dans l'évolution de la forme de la courbe de résonance $I = f(B_S)$. La figure 5-11 traduit l'évolution de la résonance lorsque la puissance H.F. fournie au plasma augmente.

Si le générateur H.F. est peu puissant (c'est le cas du générateur n° 1, $P_F < 100$ watts), la courbe de résonance ne présente qu'un seul maximum centré au voisi-

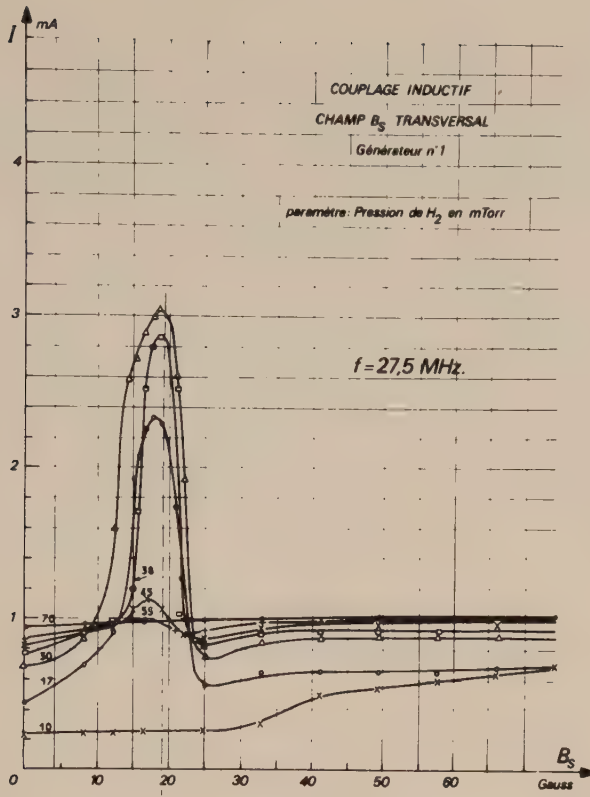


Fig. 5-7

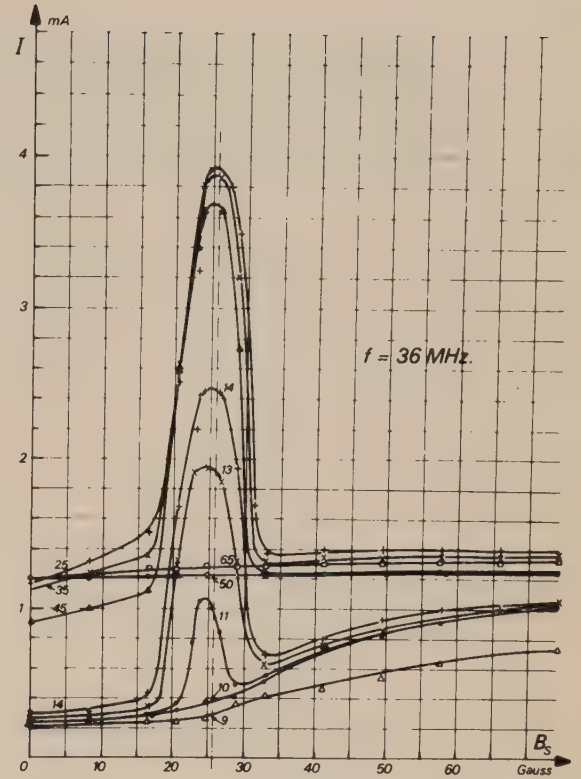


Fig. 5-8

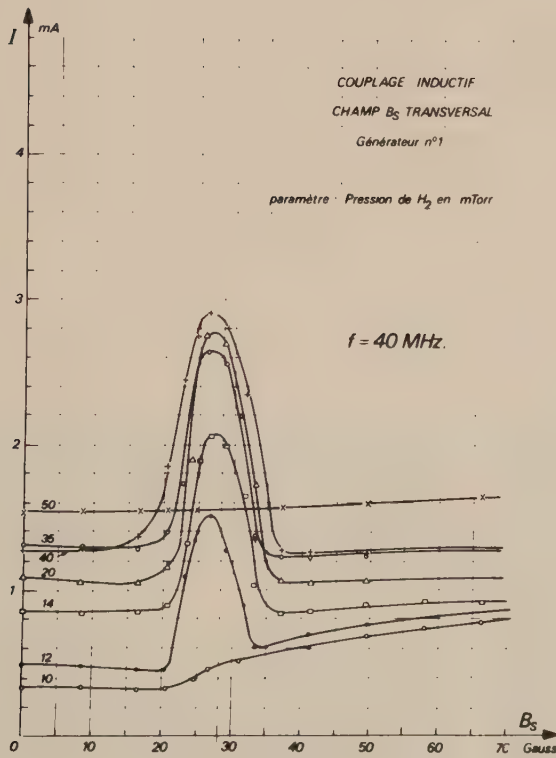


Fig. 5-9

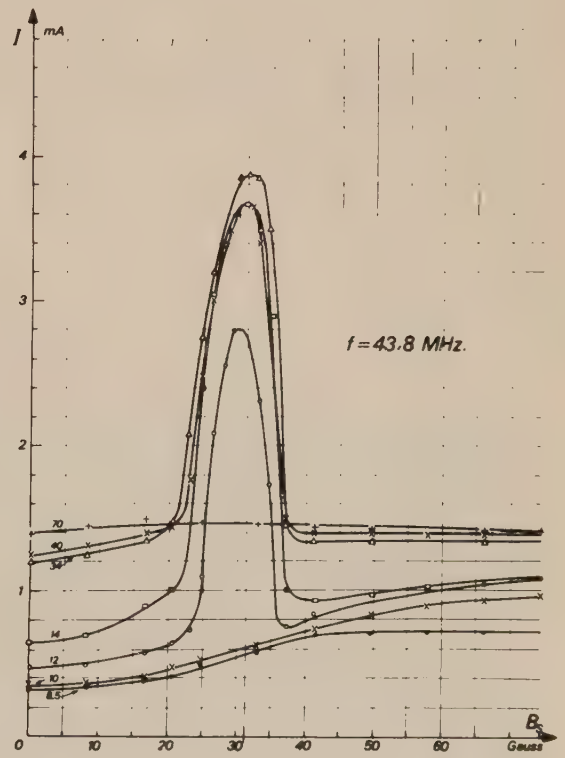


Fig. 5-10

nage d'un champ magnétique $B_S = B_r$ tel que $f_c = 2f$. Lorsque l'on augmente la puissance H.F. fournie à la décharge, deux pics de résonance apparaissent, ces pics se placent sur deux valeurs de B_S sensiblement symétriques par rapport à B_r . L'intervalle entre ces deux pics croît en même temps que la puissance H.F. La largeur de la courbe de résonance augmente en fonction de la puissance.

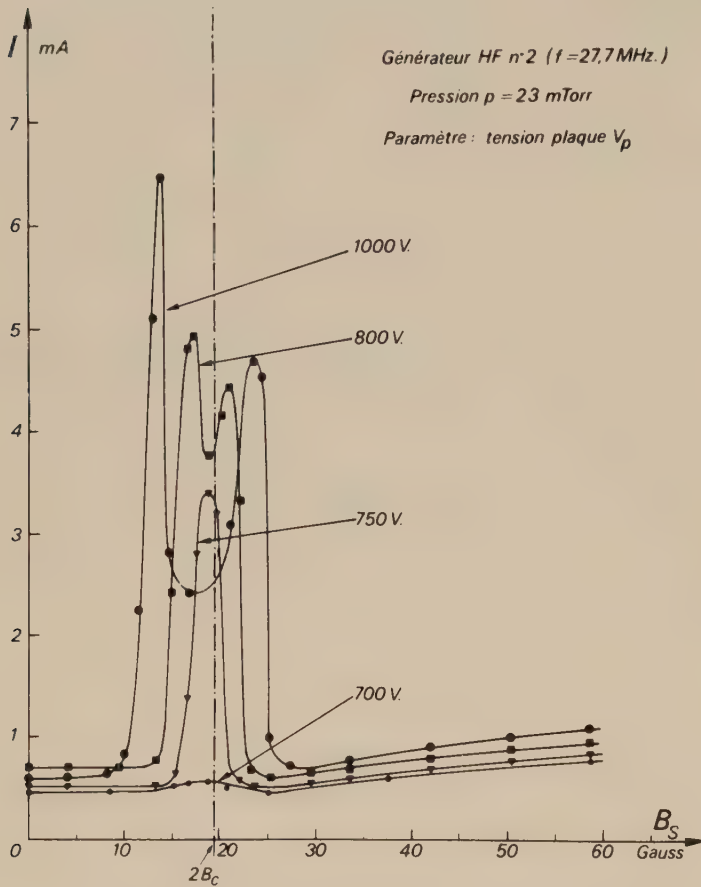


fig. 5-11

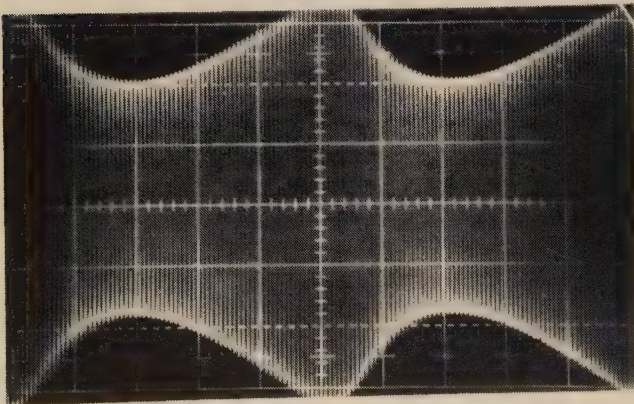
Remarques :

a) Il est intéressant de remarquer que ces phénomènes ont la même apparence que ceux qui interviennent dans le couplage magnétique de deux circuits oscillants lorsque le coefficient de couplage M varie. Le premier circuit oscillant serait constitué par le générateur H.F., le second par le plasma (42). Le coefficient de couplage M serait fonction de la pression et de l'amplitude du champ électrique induit.

Il est malheureusement difficile de continuer la comparaison étant donné que la grandeur B_S portée en abscisses n'est pas proportionnelle à la fréquence du circuit générateur mais à $f_c = eB_S / 2\pi m$, c'est-à-dire en quelque sorte à la fréquence propre du plasma, donc du circuit récepteur.

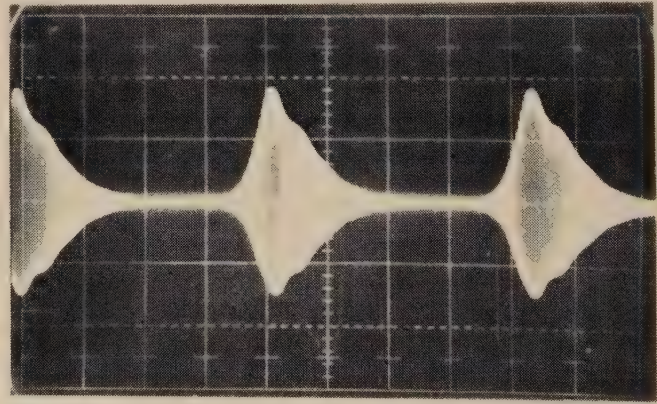
b) Dans le cas où il existe deux maxima dans la courbe de résonance, il apparaît dans le plasma, pour $B_S = B_r$, c'est-à-dire au creux entre les deux pics, des oscillations à basses fréquences.

L'examen à l'oscilloscope des signaux émis par le système à décharge et recueillis au moyen d'une spire entourant l'enceinte fait apparaître l'existence d'une modulation du signal H.F. (figures 5-12 et 5-13).



0,5 $\mu\text{s}/\text{div.}$

fig. 5-12



1 $\mu\text{s}/\text{div.}$

fig. 5-13

La fréquence de cette modulation est comprise entre 200 et 300 kHz. Quelques études de cette modulation, qui apparaît souvent dans les décharges H.F. en présence d'un champ magnétique, ont été entreprises par J.C. Ingrahan et coll. (71), à la résonance cyclotronique, et par Nguyen Van Trong (72), en dehors de la résonance. Ces auteurs attribuent la présence de cette modulation au développement de certains types d'ondes à l'intérieur du plasma.

Nous n'avons pas actuellement approfondi l'étude de cette modulation.

7 — Influence de la pression sur la forme de la courbe de résonance.

L'amplitude du champ électromagnétique dans le plasma n'est pas uniquement commandée par les conditions de fonctionnement du générateur H.F. (tension ou puissance appliquée sur la plaque du tube oscillateur par exemple) ; elle dépend, au travers de la conductivité du plasma de la pression du gaz dans l'enceinte à décharge.

A puissance H.F. constante ($P_F = \text{cte}$) et en l'absence de champ magnétique statique, la densité du plasma varie peu en fonction de la pression. Il n'en est pas de même pour la forme de la courbe de résonance qui évolue en fonction de la pression.

La figure 5-14 montre les modifications de la courbe de résonance lorsque la pression p varie à l'intérieur de l'intervalle 10 - 70 mTorr. La puissance H.F., P_F , était maintenue à une valeur constante pour $B_S \approx 0$.

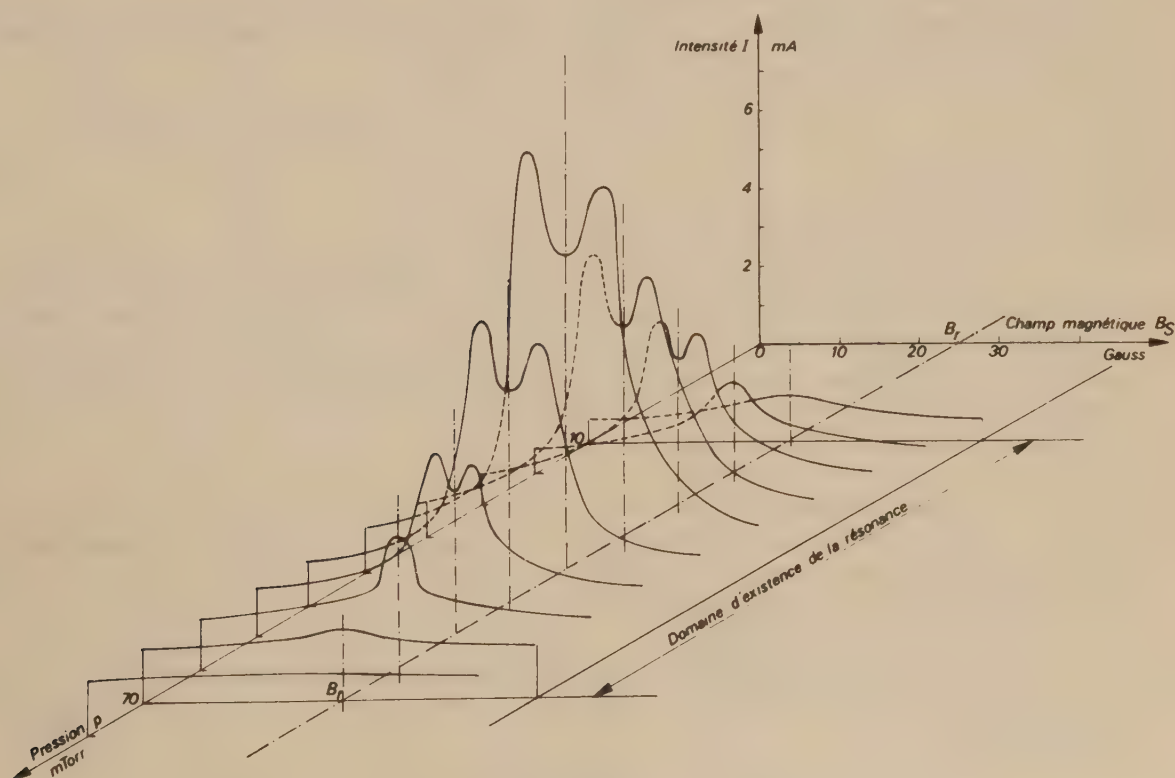


fig. 5-14

Pour les pressions situées vers la limite inférieure de l'intervalle d'existence de la résonance, la courbe possède un pic de résonance centré sur $B_S = B_r$, il en est de même pour les pressions situées vers la limite supérieure de l'intervalle. Entre ces valeurs, la courbe de résonance présente deux maxima situés de part et d'autre de B_r , l'écartement des maxima et leur amplitude étant maximum pour une pression voisine de 20mTorr.

8 — Rôles respectifs des différents champs H.F.

La comparaison des figures 5-11 et 5-14 semble montrer que la grandeur qui intervient pour déterminer la forme de la courbe de résonance est le champ induit $\vec{E}_\theta$. Nous avons rappelé la relation liant ces deux champs en l'absence de plasma.

$$E_1/E_\theta = 2\pi R/(L/N)$$

Nous nous proposons maintenant d'examiner quelle est l'influence respective de ces champs sur le phénomène de résonance. Pour cette étude, nous avons utilisé différents moyens qui permettent de faire varier ces champs, principalement :

- Un écran "électrostatique" qui théoriquement supprime le champ $\vec{E}_1$.
- Une bobine d'excitation construite de façon que le courant circule en sens inverse dans deux spires adjacentes. Le champ induit $\vec{E}_\theta$ doit être globalement nul.
- Des bobines d'excitation hélicoïdales avec différents pas. Elles doivent permettre, si l'on maintient la tension V_{HF} constante aux bornes des différentes bobines, de faire varier E_1 , en effet dans le vide.

$$E_1 \simeq \frac{V_{HF}}{L} \quad (L \text{ étant la longueur de la bobine})$$

a) — Résonance dans le cas de la décharge blindée.

L'écran "électrostatique" placé entre la bobine d'excitation et le tube à décharge est constitué par un cylindre de cuivre de 1 mm d'épaisseur dans lequel on a taillé sur huit génératrices des rainures de 4 mm de large sur la plus grande partie de la longueur. Seule une des rainures débouche aux deux extrémités du cylindre, on empêche ainsi un trop fort couplage entre l'écran et l'oscillateur en évitant de former des circuits fermés.

L'écran est beaucoup plus long que la bobine d'excitation (2,5 fois sa longueur). Il est fermé à une extrémité par un disque de cuivre fendu. L'autre extrémité est reliée à la masse de l'ensemble du système. La bobine d'excitation est isolée de l'écran au moyen d'une feuille de Téflon.

N. Dodge et Coll. (73) ont mesuré, dans le vide, l'efficacité d'un écran de ce type. Le champ longitudinal $\vec{E}_1$ est réduit au quart de sa valeur en l'absence de blindage.

La présence de l'écran perturbe un peu le fonctionnement de l'oscillateur. Cela provient principalement de la modification du coefficient de surtension de la bobine. Ce coefficient est réduit d'un tiers environ par l'interposition de l'écran.

Lorsque l'écran est en place, il est impossible d'amorcer la décharge. Cela s'explique par le fait que $\vec{E}_0$ a une amplitude insuffisante pour engendrer l'ionisation du gaz ($\vec{E}_0$ est de l'ordre de quelques volts par centimètre (49)). Si la décharge a été préalablement amorcée, l'introduction de l'écran ne supprime que la zone de la décharge qui est excitée capacitivement. La partie induite de la décharge n'est pas perturbée, le champ d'entretien pouvant être très faible.

L'expérimentation avec une décharge blindée exige donc que la puissance H.F. fournie à la décharge crée un champ $\vec{E}_0$ suffisant pour qu'apparaisse le régime induit.

L'évolution de la courbe de résonance en présence de l'écran est indiquée sur la figure 5-15.

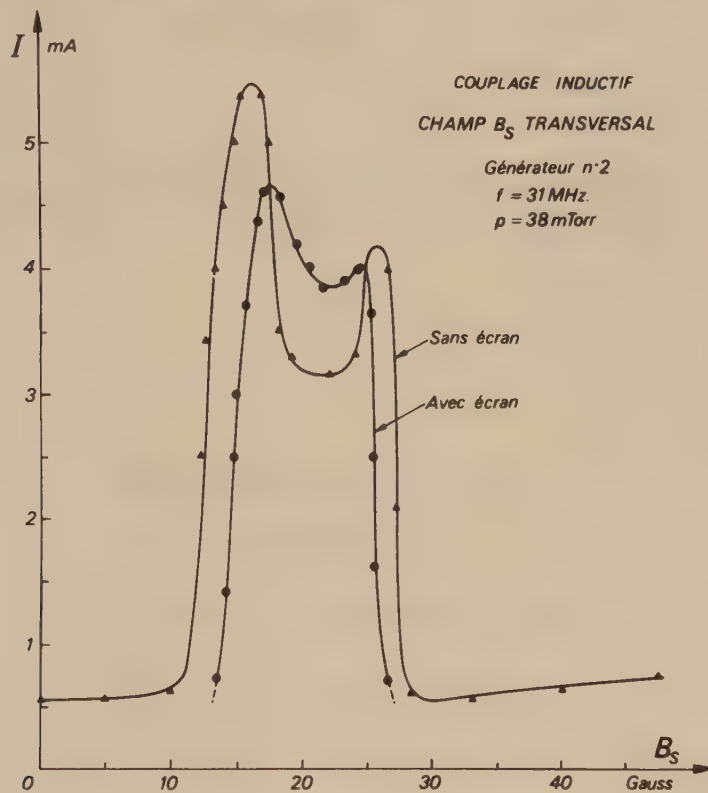


fig. 5-15

La courbe de résonance a même allure avec ou sans blindage ; cependant, la largeur à mi-hauteur a sensiblement diminué (sur la figure le rapport des largeurs est voisin de 0,7).

Ce résultat semble prouver d'une part que c'est le champ induit $\vec{E}_0$ qui est responsable de la résonance et d'autre part que le champ électrostatique longitudinal $\vec{E}_1$ intervient pour déterminer la largeur de la courbe de résonance.

b) - Résonance au moyen d'une bobine sans champ induit $\vec{E}_\theta$

Avec la bobine d'excitation dont l'enroulement engendre un champ induit globalement nul, il n'a pas été possible d'obtenir une résonance du plasma. La figure 5-16 montre que le champ magnétique est absolument sans action.

Ce résultat confirme l'hypothèse que la présence du champ induit $\vec{E}_\theta$ avec une amplitude suffisante est nécessaire pour obtenir la résonance.

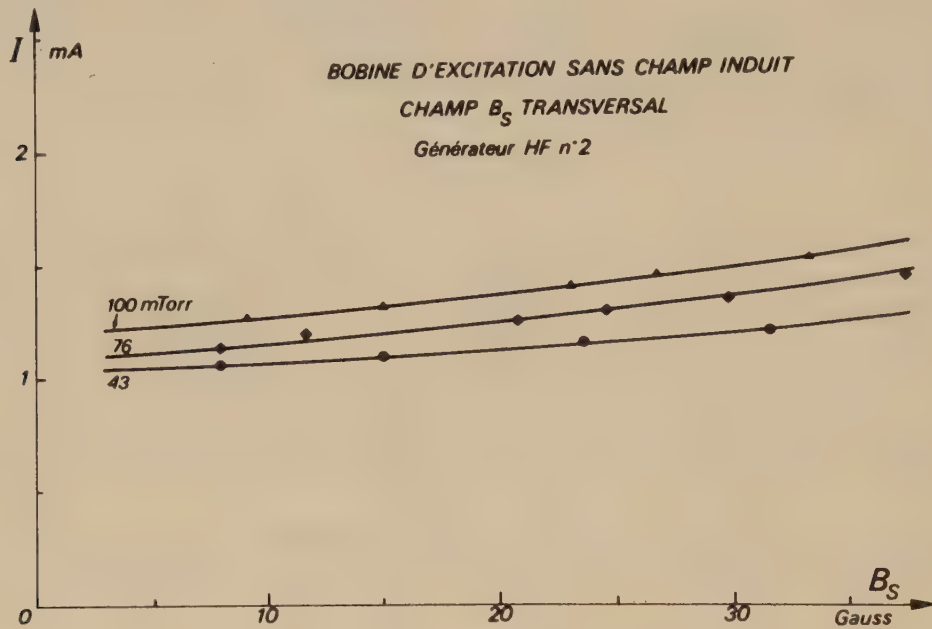


fig. 5-16

c) - Rôle du pas de la bobine d'excitation sur la largeur de la courbe de résonance.

Nous avons fait varier (74) le pas de l'enroulement hélicoïdal des bobines d'excitation tout en maintenant constant le nombre de spires. Le tableau 5-1 montre que dans ces conditions les caractéristiques électriques des bobines ne sont que très légèrement modifiées. Le fonctionnement à vide de l'oscillateur H.F. (en particulier la fréquence d'oscillation) sera ainsi identique pour toutes les bobines.

Type	Pas (mm.)	Facteur de surtension Q (20 MHz.)	Inductance L (μ H)	Fréquence du générateur (MHz.)	E_1 / E_θ (à $r = R$)
L_1	11	460	0,712	29,9	13,2
L_2	12,5	450	0,682	30,9	11,6
L_3	15	424	0,651	31	9,7
L_4	17,5	414	0,597	31,25	8,3
L_5	20	410	0,577	32	7,3

- Tableau 5-1 -

Si l'on maintient constante la tension aux bornes de la bobine excitatrice ($V_{HF} \approx 1500$ Volts crête à crête), la diminution du pas, donc de la longueur du bobinage L doit entraîner un accroissement du champ longitudinal $\vec{E}_1$.

Les courbes de résonance obtenues avec ces différentes bobines sont données sur la figure 5-17.

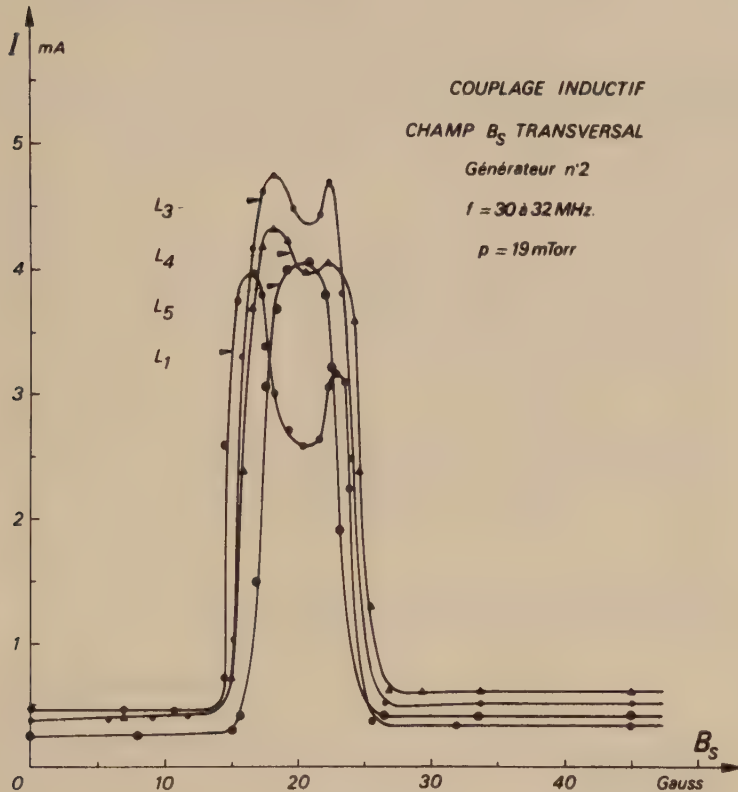


fig. 5-17

soit

$$\frac{\Delta B_s}{B_r} \approx 0,3$$

Avec la bobine L_1 (pas 11 mm) cette largeur devient :

$$B_s = 10 \text{ Gauss} \quad \text{soit} \quad \frac{\Delta B_s}{B_r} \approx 0,5$$

La figure 5-18 montre l'évolution de la largeur relative à mi-hauteur en fonction du pas pour différentes pressions.

Remarque relative au rôle de $\vec{E}_1$

Il est important de noter que dans toutes ces expériences, nous avons considéré seulement les variations (sans d'ailleurs les calculer) du champ $\vec{E}_1$ dans le vide.

La mesure de $\vec{E}_1$ à l'intérieur du plasma est difficile dans le cas d'une décharge en haute fréquence. On peut cependant supposer que le champ $\vec{E}_1$ créé par

On remarque sur ces courbes la diminution de la largeur de la courbe de résonance lorsque le pas de la bobine augmente, c'est-à-dire ici quand le champ électrique $\vec{E}_1$ dans le vide diminue.

Nous avons déjà remarqué la diminution de la largeur de la courbe de résonance lorsque nous avons affaibli le champ $\vec{E}_1$ au moyen de l'écran.

Ces résultats semblent prouver qu'il est possible de relier la largeur de la courbe de résonance à l'amplitude du champ longitudinal $\vec{E}_1$, ou à une autre variable fonction de $\vec{E}_1$.

Avec la bobine L_5 (pas 20 mm) la largeur à mi-hauteur est :

$$\Delta B_s = 6 \text{ Gauss}$$

la bobine d'excitation est affaibli à l'intérieur du plasma, d'une part du fait de l'existence d'une gaine de charge d'espace à la transition plasma - enceinte (51) (36), et d'autre part de pénétration dû à la conductivité du plasma.

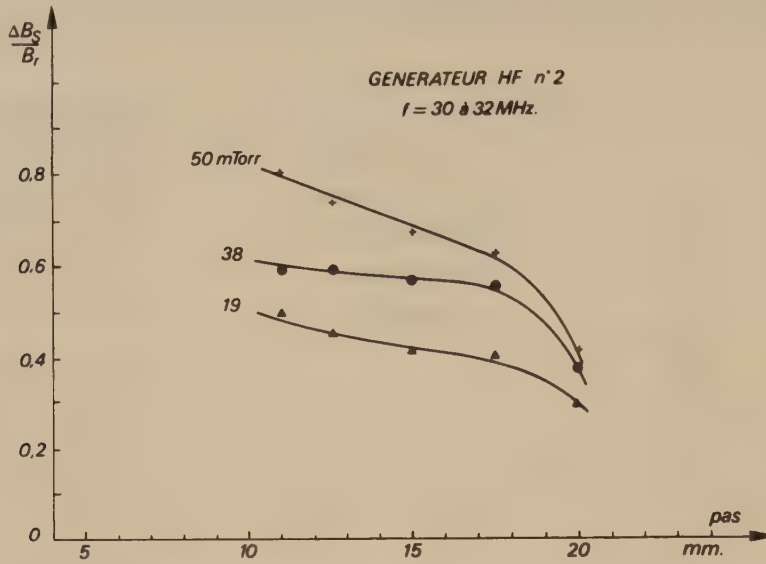


fig. 5-18

9 - Influence de la direction du champ magnétique statique.

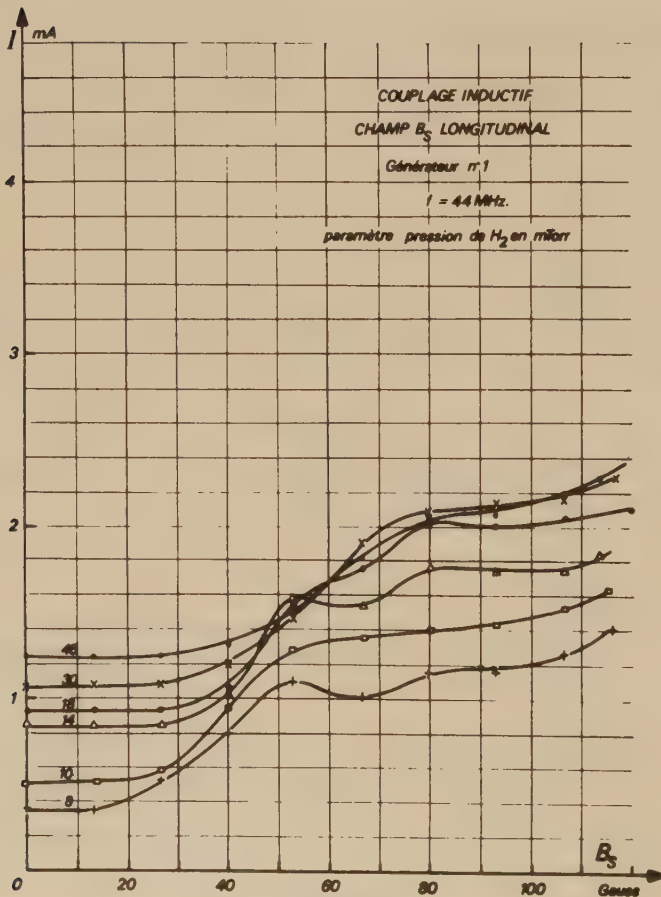


fig. 5-19

Nous avons étudié l'évolution du phénomène de résonance lorsque l'on fait varier la direction du champ magnétique statique $\vec{B}_S$ par rapport à l'axe de l'enceinte.

Les expériences en couplage inductif ont été reprises en utilisant un champ magnétique $\vec{B}_S$ axial. Ce champ était produit par des bobines de Helmholtz, il était bien homogène à l'intérieur du volume de la décharge.

Les résultats de ces mesures sont portés sur la figure 5-19.

Cette figure montre que le champ magnétique $\vec{B}_S$ n'entraîne qu'une petite augmentation de la densité du plasma sans toutefois présenter un caractère de résonance et ceci quelles que soient la pression et les conditions d'excitation de la décharge.

Ce résultat est en désaccord avec ceux obtenus par Ogawa et Abe (68) et par G. Krammer et coll. (75).

Ogawa obtenait une résonance avec le champ magnétique B_S longitudinal. L'étude de ses expériences permet de remarquer que le champ utilisé est très inhomogène et que ce sont en fait les composantes transversales du champ magnétique B_S qui provoquent la résonance.

Nous avons repris les expériences d'Ogawa et coll., la figure 5-20 montre qu'effectivement dans ces conditions il apparaît un maximum de densité du plasma pour une valeur de B_S qui dépend de l'inhomogénéité du champ.

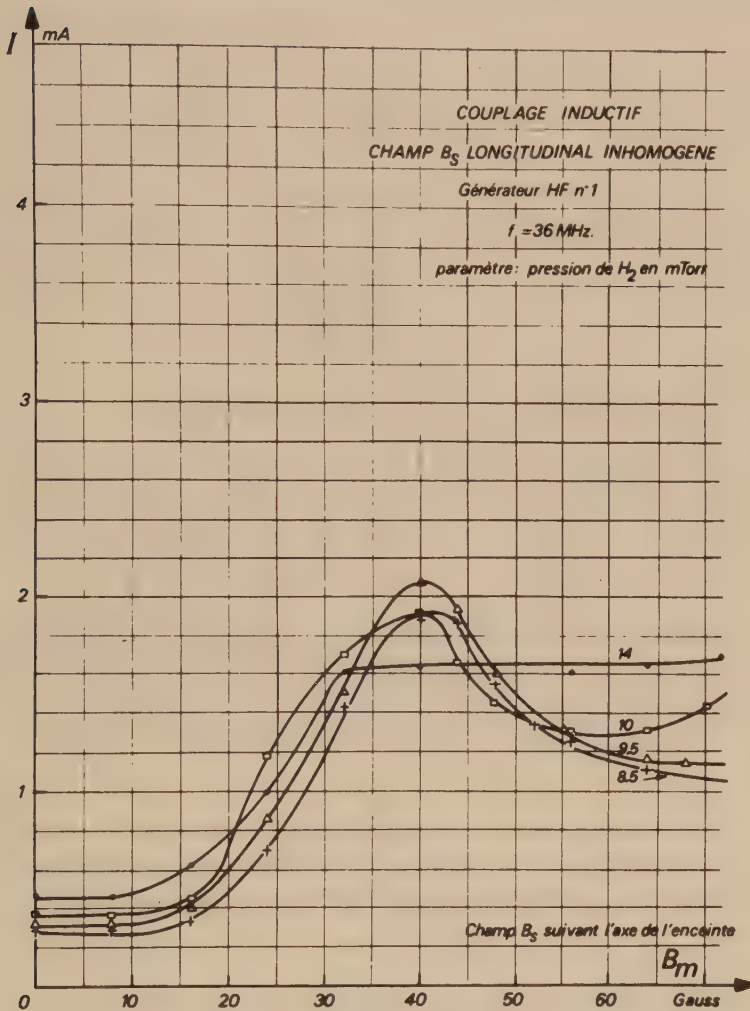


fig. 5-20

Les expériences de Krammer et coll. sont difficilement comparables aux nôtres. La fréquence d'excitation utilisée par ces auteurs est dix fois plus élevée que dans notre cas et la puissance de l'oscillateur est très faible (30 W. environ).

Ces résultats montrent l'importance des composantes transversales du champ B_S sur l'apparition de la résonance. Dans le but de mettre nettement en évidence cette contribution, nous avons utilisé un champ magnétique B_S dont la direction fait un angle ψ avec l'axe de l'enceinte (fig. 5-21).

Le champ créé par deux groupes de bobines faisait un angle constant $\psi = 51,5^\circ$ avec l'axe de l'enceinte.

La composante transversale B_T avait pour valeur :

$$B_T = B_S \sin \psi \approx 0,78 B_S$$

La figure 5-22 montre les courbes de résonance obtenues avec cette configuration.

La courbe (1) correspond au cas où le champ est purement transversal ($B_S = B_T$), la résonance a lieu pour $21 < B_r < 22$ Gauss.

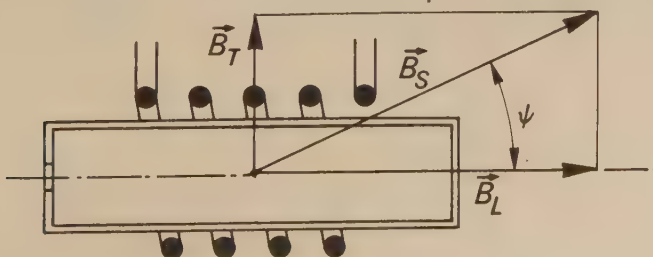


fig. 5-21

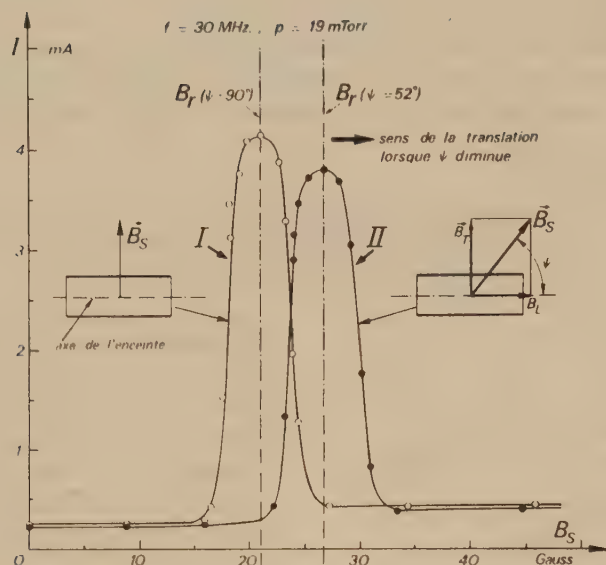


fig. 5-22

La courbe (II) est celle obtenue avec le champ oblique, la résonance se place à une valeur de B_S voisine de 27 Gauss, ce qui redonne une valeur de la composante transversale :

$$B_T \approx 21 \text{ Gauss}$$

valeur identique à celle obtenue précédemment.

Ce résultat semble prouver que c'est seulement la composante transversale du champ magnétique statique qui intervient dans le phénomène de résonance. Cette conclusion est en accord avec le résultat obtenu avec le champ B_S longitudinal pour lequel on n'observe aucune résonance.

10 - Puissance prélevée au générateur H.F. lors de la résonance.

Il est intéressant d'étudier l'évolution de la puissance délivrée au plasma de la décharge par le générateur H.F. au moment de la résonance. Cependant, comme nous l'avons indiqué au chapitre IV, § IV-1-4, il est très difficile de mesurer avec précision la puissance H.F. transférée au plasma.

Les valeurs portées en ordonnées sur la figure 5-23 correspondent à une estimation de la puissance H.F. transférée au plasma. Cette estimation a été obtenue en prenant les 80 % de la valeur de la puissance continue P_F fournie au générateur, on tient ainsi compte, de manière très approchée, des pertes sur les électrodes du tube oscillateur et du rayonnement.

La courbe de la figure 5-23 indique comment varie la puissance H.F. fournie au plasma en fonction du champ magnétique B_S , elle a été obtenue avec le générateur n° 1 (puissance maximale 100 W.), la tension appliquée au tube oscillateur étant maintenue constante.

On constate que la puissance délivrée par le générateur suit la même loi que le courant recueilli entre les deux sondes. Nous verrons dans la suite que la densité électronique n_e suit également cette loi de variation. La densité électronique apparaîtra comme directement liée à la puissance H.F. fournie au plasma.

Ce comportement semble indiquer qu'au moment de la résonance, une meilleure adaptation d'impédance est réalisée entre le générateur et le plasma. Cette meilleure adaptation se traduisant du côté générateur par un accroissement de

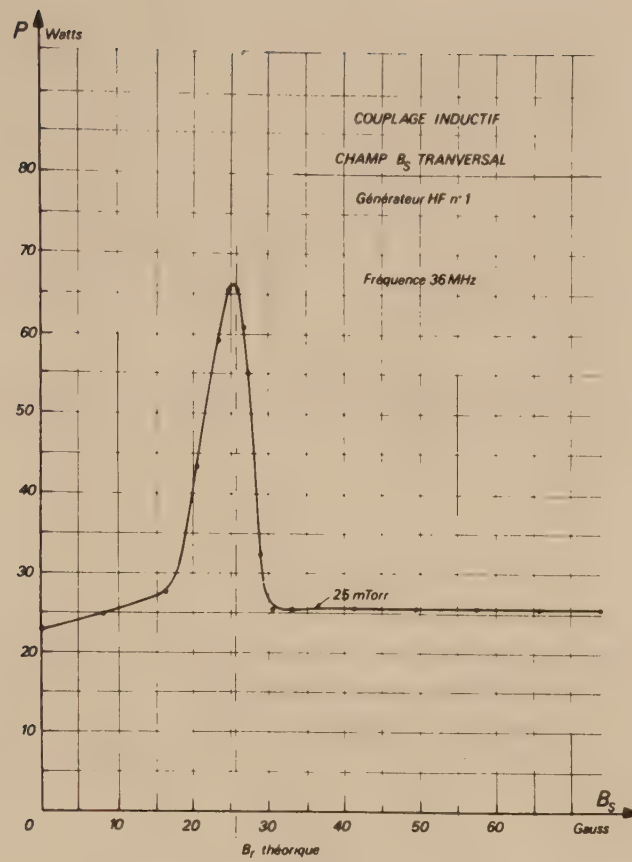


Fig. 5-23

charge et du côté plasma par un accroissement de la conductivité. J.E. Drummond (76) a montré, que lorsqu'un plasma est placé dans les conditions où peut apparaître une résonance cyclotronique fondamentale ou harmonique, les possibilités de transfert de puissance entre le plasma et le générateur sont optimales. Cette proposition se vérifie bien dans nos expériences.

■■■■■■■■■■

CHAPITRE V - 2^e PARTIE -

V-2 EVOLUTION DES PARAMETRES DU PLASMA PENDANT LA RESONANCE

V-2-1 La méthode des sondes doubles

1 - Description

Il est important de connaître dans un plasma la température électronique T_e et la densité électronique n_e . Ces grandeurs sont cependant difficilement accessibles avec précision, quelle que soit la méthode d'investigation choisie. Néanmoins ces mesures, même imprécises, permettent de suivre en valeurs relatives l'évolution de la température et de la densité électroniques.

Dans le cas particulier de la décharge en haute fréquence sans électrode, il n'existe pas de potentiel de référence auquel on puisse rattacher le circuit des sondes. Ceci conduit à utiliser un système de sonde dont le potentiel est flottant, le plus simple de ces systèmes est celui de la sonde double symétrique proposé par Johnson et Malter (56).

Nous ne développerons pas ici la théorie des sondes, elles font l'objet de nombreux travaux (77) (78); nous nous contenterons d'en rappeler le principe et l'utilisation.

Principe

Une sonde double symétrique cylindrique est constituée par deux conducteurs de petit diamètre, parallèles entre eux et placés à l'intérieur du plasma (cf. fig.5-24). La distance entre les sondes doit être petite, pour que l'on puisse supposer que le potentiel du plasma V_p ne varie pas d'une sonde à l'autre.

Une différence de potentiel variable V_S est appliquée entre les deux sondes. L'ensemble est isolé électriquement du reste du système, il est flottant. Son potentiel suit les variations du potentiel plasma V_p .

Le système étant isolé, le courant total prélevé au plasma est nul, c'est-à-dire que la somme des courants ioniques i_+ captés par les sondes est égal à la somme des courants électroniques i_e , suivant l'équation :

$$S = i_{e1} + i_{e2} = i_{+1} + i_{+2}$$

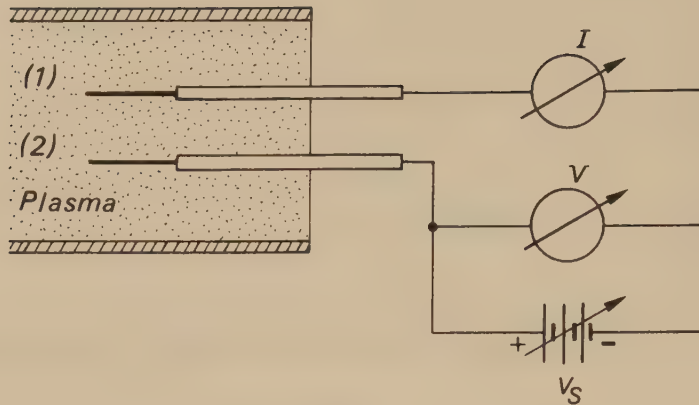


fig. 5-24

La caractéristique de sonde $I = f(V)$ a, compte tenu de cette équation, l'allure suivante (fig. 5-25).

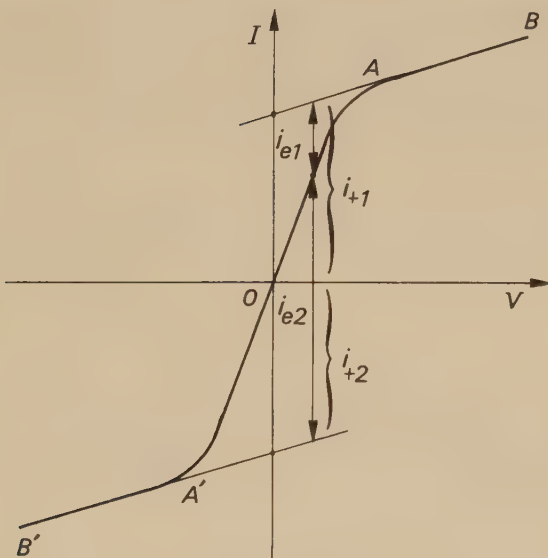


fig. 5-25

Fonctionnement : En l'absence de différence de potentiel entre les deux sondes ($V = V_1 - V_2 = 0$) les deux sondes sont au potentiel flottant V_f , le courant collecté par chaque sonde est nul. Lorsque l'on augmente la tension V , les deux sondes ne peuvent pas rester au potentiel flottant. Si la sonde (2) est positive, son potentiel est plus grand que V_f , donc plus près de V_p , le courant électronique i_{e2} a augmenté et i_{e1} a diminué (d'après l'équation (1)). Le point représentatif C décrit la portion OA de la caractéristique. Cette évolution continue jusqu'au moment où :

$$i_{e2} = 2(i_{e2})_{V=0}$$

alors : $i_{e1} = 0$ d'après l'équation (1).

Si V augmente, le courant prélevé par la sonde n'évolue plus (ou presque plus), C est sur la portion AB. On a atteint un état de saturation, le courant I correspondant est le courant de saturation ionique.

Dans le cas de sondes cylindriques, les paliers de saturation ionique ne sont pas parfaitement horizontaux ; ils sont légèrement inclinés du fait que les courants de saturation évoluent un peu avec la tension de polarisation V .

La caractéristique de sonde double est symétrique. La partie A'A permet d'obtenir la température électronique T_e , le palier de saturation ionique peut conduire à la densité électronique. Le courant correspondant à cette saturation ionique est faible, la sonde perturbera donc peu le plasma. Cependant, en pratique, la détermination de n_e et de T_e par cette méthode suppose que l'on fasse appel à plusieurs hypothèses simplificatrices. Il faut supposer entre autres que :

- a) La distribution de l'énergie des électrons du plasma est maxwellienne.
- b) Le potentiel du plasma V_p est constant sur la distance séparant les deux sondes.
- c) Les gaines qui se forment autour des sondes ne se recouvrent pas.

On doit d'autre part vérifier que les inégalités-suivantes sont satisfaites :

$$\lambda_D / \lambda_e \ll 1 \quad \text{et} \quad a / \lambda_e \ll 1 \quad (a : \text{rayon d'une sonde})$$

Dans la plupart de nos expériences $\lambda_D / \lambda_e \sim 10^{-2}$ et a / λ_e varie entre $3 \cdot 10^{-2}$ et $3 \cdot 10^{-1}$.

Le courant de saturation est limité par la charge d'espace électronique située dans la gaine qui entoure la sonde. Ce courant de saturation peut être estimé par celui qui traverserait une diode cylindrique. Il faudra aussi tenir compte du fait que les ions qui arrivent à la lisière de la gaine, n'ont pas une énergie négligeable comme ceux du plasma, mais possèdent une énergie voisine de $kT_e/2$ (Bohm (79)).

Le calcul de la densité ionique devra être effectué en tenant compte de la dimension des gaines, puisque la quasi totalité des particules qui pénètrent dans la gaine sont absorbées par la sonde.

Calcul de la température électronique T_e

La température électronique T_e peut se déduire de la partie A'A de la caractéristique de sonde, en supposant une distribution maxwellienne des énergies. L'équation (1), dans laquelle on a remplacé les termes par leur valeur en fonction de la tension appliquée V , permet d'écrire :

$$\left(\frac{di}{dV} \right)_{V=0} = \frac{e i_+}{2kT_e} \quad (i_+ \text{ courant de saturation ionique})$$

On pose souvent :

$$\left(\frac{di}{dV} \right)_{V=0} = \frac{1}{R_o}$$

R_o est appelée la résistance équivalente (56), c'est l'inverse de la pente à l'origine. Il vient alors :

$$kT_e = \frac{1}{2} e R_o i_+$$

La valeur que l'on doit choisir pour i_+ diffère quelque peu suivant les auteurs. Dans nos expériences i_+ a été choisi au point de rencontre de l'axe des intensités I avec le prolongement de saturation.

Calcul de la densité électronique n_e

On peut, à partir de la valeur de i_+ correspondant au palier de saturation ionique, obtenir une approximation de la densité électronique n_e .

Le calcul exact du courant de saturation, en tenant compte du fait que les ions ont une énergie initiale $kT_e/2$ à la lisière de la gaine, a été effectué par Bohm (79). Nous nous sommes contentés dans nos calculs de l'approximation due à Langmuir et coll. (80), cette approximation consiste à assimiler le système gaine-sonde à une diode cylindrique dont le courant serait limité par la charge d'espace. Pour une telle diode, le courant de saturation i_s est donné par :

$$i_s = \frac{8\pi\epsilon_0}{2} \left[\frac{2e}{m_i} \right]^{1/2} \cdot \frac{1V_1^{3/2}}{a\beta^2} \quad (2) \quad \text{M.K.S.A.}$$

Dans cette formule β est donnée par une série :

$$\beta = \gamma - 0,4 \gamma^2 + 0,09 \gamma^3 \quad (3) \quad \text{avec} \quad \gamma = \text{Log} \frac{a}{r_g}$$

r_g est le rayon de la gaine, l est la longueur de la sonde.

V_1 est la différence de potentiel, à la saturation ionique, entre la sonde 1 et le plasma. Cette différence de potentiel n'est pas accessible directement par la mesure dans un système de sonde double. Dans ce cas, c'est le calcul qui donnera la valeur de V_1 par l'intermédiaire du potentiel flottant V_f , c'est-à-dire du potentiel que prend une sonde lorsqu'elle ne collecte aucun courant.

Le potentiel flottant est donné par Shen (77) sous la forme :

$$V_f = \frac{1}{2} \frac{kT_e}{2} \text{Log} \left[\frac{\pi m}{2m_i} \right] \quad (V_f < 0) \quad (4)$$

La figure 5-26 représentant le diagramme du potentiel entre les deux sondes montre que pour obtenir V_1 il faut connaître la quantité ΔV .

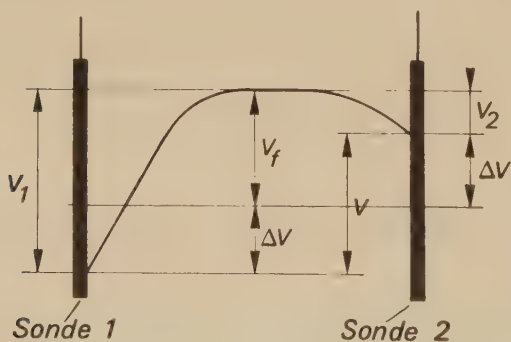


fig. 5-26

Au point A de la caractéristique, la sonde 1 est à la saturation ionique et d'après l'équation donnant S (équation 1) :

$$i_{e2} = 2i \quad (5)$$

En ce point, le potentiel de la sonde est :

$$V_1 = |V_f| + \Delta V$$

L'équation (5) conduit à :

$$\Delta V = kT_e \text{Log} 2 \quad \text{soit} \quad \Delta V \approx 0,69 kT_e$$

V_i étant connu, les équations (2) et (3) permettent de calculer r_g , le rayon de la gaine à partir de la valeur du courant de saturation i_s et de la température électronique. La densité électronique n_e peut alors s'obtenir au moyen de l'expression proposée par Bohm (79), dans le cas des plasmas à basse pression et dans lesquels $T_e \gg T_i$, on a :

$$n_e = \frac{2}{eA_g} \left[\frac{m_i}{kT_e} \right]^{1/2} i_s \quad (\text{unités M.K.S.A.})$$

A_g est l'aire de la gaine : $A_g = 2\pi r_g l$

2 - Validité de la méthode.

Au cours de la présentation sommaire de la théorie permettant d'atteindre T_e et n_e au moyen de la caractéristique de la sonde double, nous avons fait plusieurs hypothèses que nous devons discuter.

a) La détermination de la température suppose une distribution maxwellienne ; or la distribution réelle de l'énergie électronique peut être différente. G. Turban (81) a montré que dans le cas d'une décharge inductive dans l'hydrogène, la distribution des énergies s'apparentait, dans certaines conditions, plus à une distribution de Druvesteyn qu'à une distribution de Maxwell.

De plus, lorsque l'on utilise une sonde double symétrique, seule une petite fraction des électrons du plasma est collectée. Ils correspondent à ceux qui ont l'énergie suffisante pour vaincre la différence de potentiel antagoniste qui existe entre la sonde et le plasma. Cette barrière de potentiel est de l'ordre de $3kT_e$ si l'on suppose que les ions captés par la sonde sont des ions H^+ ($3,6 kT_e$ pour les ions H_2^+). Pour un plasma d'ions H^+ et d'électrons dont la température est $kT_e = 6 \text{ eV}$, seuls sont captés à la saturation ionique les électrons dont l'énergie est supérieure à 18 eV .

Ainsi dans les meilleures conditions, avec une sonde double symétrique, moins de 14 % des électrons sont captés. Ils correspondent à la partie à haute énergie de la distribution. De cet échantillonnage réduit on déduit la température électronique T_e , pour une distribution de Maxwell de valeur moyenne $kT_e/2$. Cependant, pour des mesures comparatives, l'indétermination qui en résulte a tendance à s'atténuer.

On peut augmenter la proportion d'électrons captés par les sondes. Il faut utiliser pour cela une sonde double dissymétrique, une des sondes ayant une surface beaucoup plus grande que l'autre. Mais on peut alors se demander si la perturbation causée au plasma par l'introduction de cette sonde ne modifie pas complètement le plasma initial.

b) La détermination de n_e au moyen de la sonde double suppose que toutes ----- les théories sur les gaines, le potentiel flottant, le courant de saturation, sont exactes et s'appliquent effectivement au cas particulier à résoudre. Actuellement, aucune théorie ne couvre l'ensemble du problème ; il faut se contenter de solutions approchées.

La détermination de n_e fait appel d'autre part à la masse m_i des ions collectés par la sonde. Dans notre cas, une erreur systématique s'introduit du fait de la présence dans la décharge de trois espèces d'ions H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ , dont les proportions évoluent en fonction des paramètres de la décharge (pression, excitation, champ magnétique, ...). Dans les calculs, nous avons pris comme espèce de référence l'ion H_2^+ .

Cette indétermination montre que le résultat obtenu pour n_e n'aura qu'une valeur d'indication ; nous retiendrons seulement les variations relatives de n_e .

3 - Utilisation de la sonde double en présence d'un champ magnétique.

La plupart de nos expériences sur la décharge H.F. ont été faites en utilisant un champ magnétique statique B_S de faible intensité. Nous devons nous assurer que la méthode de la sonde double est encore applicable en présence d'un champ magnétique.

Sous l'action du champ magnétique extérieur, les particules chargées décrivent des trajectoires circulaires de rayon r_L , dans le plan perpendiculaire à B_S . Le rayon de ces trajectoires est le rayon de Larmor, soit :

$$r_L = \frac{mv_{\perp}}{eB_S}$$

$v_{\perp}$ est la vitesse de la particule dans le plan perpendiculaire à B_S .

Le tableau 5-II donne les valeurs de r_L pour des électrons d'énergie $kT_e \approx 8$ eV et pour des ions H^+ d'énergie $kT_i \approx 0,03$ eV, pour différentes valeurs du champ magnétique B_S .

B_S (Gauss)	10	50	100
r_{Le} (cm)	1,05	0,21	0,105
r_{Li} (cm)	2,75	0,55	0,275

- Tableau 5-II -

Dans le cas général, le champ magnétique a pour effet de réduire le rapport η entre les courants de saturation électronique et ionique.

$$\eta = \frac{T_e}{m} \cdot \left(\frac{m_i}{T_i} \right)^{1/2}$$

Cette réduction est due à la diminution du coefficient de diffusion perpendiculaire $D_{\perp}$ dans un champ magnétique. On a :

$$D_{\perp} = \frac{D_0}{1 + \omega_c^2 / v_{eo}^2}$$

Pour $B_S = 50$ Gauss et $p = 20$ mTorr, $\omega_c / v_{eo} \approx 7,5$, le coefficient D_0 est divisé par 50.

Cependant, le rapport η n'est que peu modifié si les inégalités suivantes sont satisfaites :

$$r_{Li} \gg \lambda_D$$

$$r_{Le} \gg \lambda_D$$

$$r_{Li} \gg r_g$$

$$r_{Le} \gg a$$

(r_g est le rayon de la gaine, a est le rayon de la sonde).

On démontre alors (77) (82), que le courant de saturation ionique n'est pas perturbé, le courant de saturation électronique n'étant que peu modifié. La caractéristique de sonde double pourra ainsi même en présence du champ magnétique B_S , être utilisée pour obtenir la valeur de la température électronique T_e et une approximation de la densité électronique n_e .

Dans nos conditions expérimentales, les inégalités précédentes sont toutes vérifiées pour $B_S \approx 50$ Gauss ($a \approx 0,025$ cm, $r_g < 0,125$ cm, $\lambda_D < 2 \cdot 10^{-2}$ cm).

Expérimentalement, nous avons vérifié que le champ magnétique de faible intensité que nous utilisons ne modifie pas la caractéristique de sonde. La caractéristique obtenue avec $B_S = 50$ Gauss diffère de moins de 5 % de celle obtenue avec un champ nul.

V-2-2 Détermination de T_e et de n_e en-dehors de la résonance

Le sondage du plasma a été réalisé uniquement suivant l'axe de la décharge et en deux endroits. L'un situé au centre de la bobine d'excitation et l'autre situé près de l'extrémité de l'enceinte, du côté de l'orifice de pompage, à 40 mm environ du centre de la bobine (fig. 5-27).

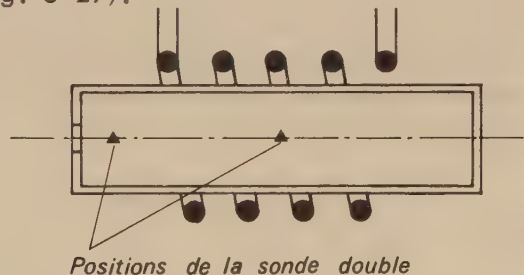
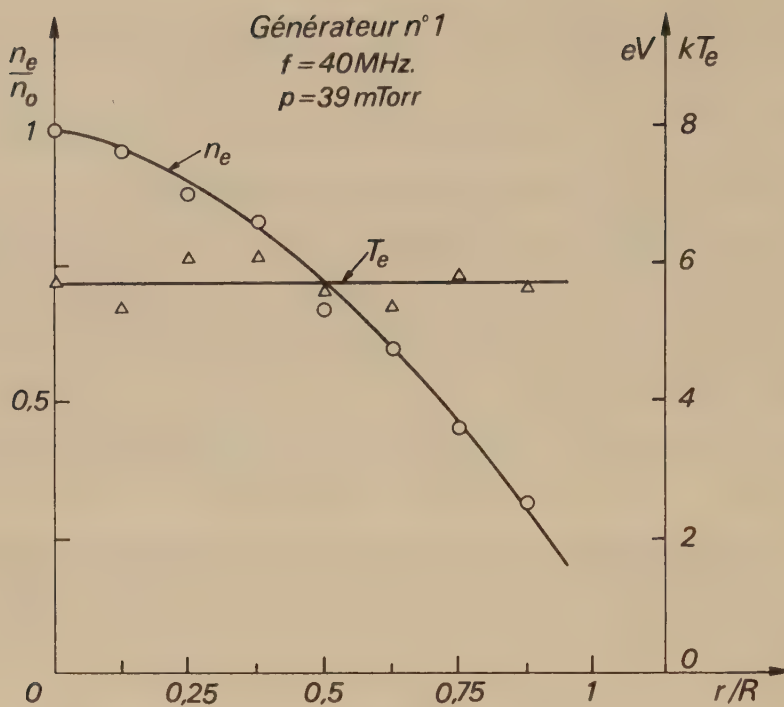


fig. 5-27

Nous n'avons pas effectué de mesure de la distribution radiale de la température et de la densité. Plusieurs auteurs ont effectué cette détermination (37), (83), (84), dans une décharge H.F. et dans l'hydrogène. La figure 5-28 donne un exemple de distribution obtenue au Laboratoire par Y. Catherine (70), dans l'hydrogène et dans une situation expérimentale analogue à la nôtre.

Les mesures au centre de la décharge représentent donc des valeurs maximales des températures et des densités.

Nous nous sommes d'abord attachés à déterminer l'influence des divers paramètres de la décharge (pression dans l'enceinte, puissance H.F., champ magnétique statique,) sur l'évolution de la température électronique T_e et de la densité électronique n_e , en dehors du phénomène de résonance.



d'après Y. CATHERINE (70)

fig. 5-28

1 - Evolution de T_e et de n_e en fonction de la pression.

Les figures 5-29 et 5-30 donnent les variations de kT_e et de n_e en fonction de la pression p . T_e diminue lorsque p augmente et n_e augmente avec p .

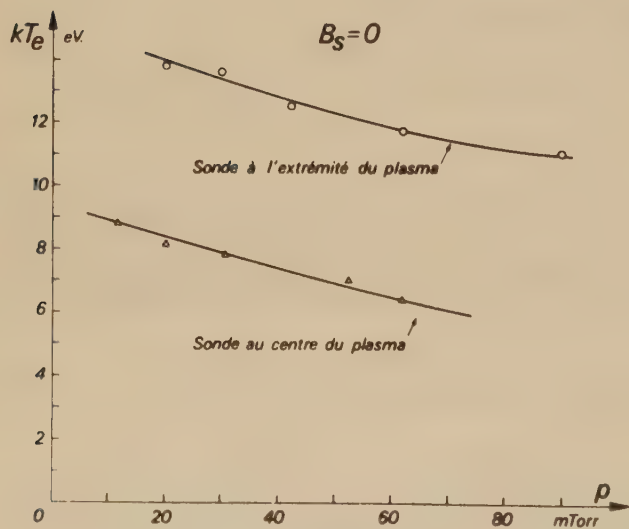


fig. 5-29

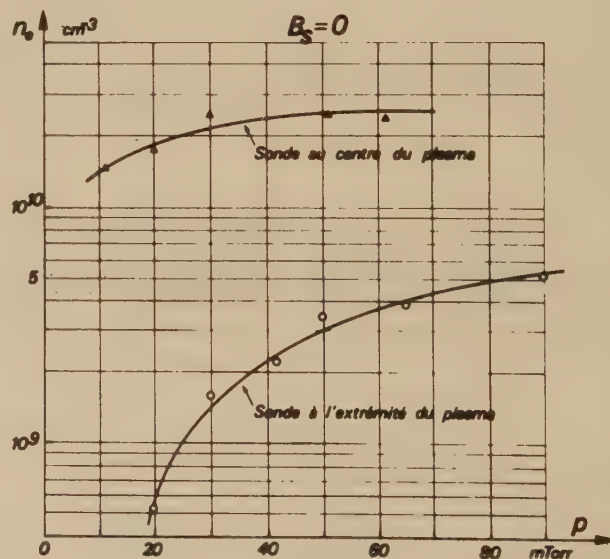


fig. 5-30

On remarque également sur ces figures l'existence d'un fort gradient longitudinal de température et de densité. La température augmente du centre vers l'extrémité de la décharge alors que dans les mêmes conditions la densité n_e diminue. Ces variations peuvent se justifier par les faits suivants :

a) L'enceinte à décharge est limitée axialement par des parois isolantes en pyrex. Une diffusion s'effectue du centre de la décharge vers ces parois où n_e est théoriquement nulle. Il en résulte une diminution progressive de la densité accompagnée d'une élévation de l'énergie des électrons.

b) La bobine d'excitation est de longueur limitée, le champ induit E_0 débordé peu les extrémités de cette bobine. Il s'ensuit que l'excitation est beaucoup plus faible en dehors de la bobine, de sorte que la décharge prend un caractère plus capacitif qu'induit. Or, il a été démontré (70), (122) que les décharges capacitives sont caractérisées par des densités électroniques plus faibles que dans les décharges induites et corrélativement des températures plus élevées.

Il faut remarquer que les températures mesurées à l'extrémité de l'enceinte à décharge sont relativement élevées pour ce genre de plasma. Des températures voisines de 12 eV ont été relevées.

L'existence des gradients axiaux de T_e et n_e montrent que si l'on veut utiliser une décharge H.F. comme sources de particules chargées, les calculs relatifs au système d'extraction devront tenir compte des valeurs de n_e et de T_e à l'emplacement de ce système et non pas des paramètres du plasma au centre de la décharge.

2 - Evolution de T_e et de n_e en fonction de la puissance d'excitation.

T_e et n_e ont été étudiés en fonction de la puissance continue P_f fournie à l'oscillateur. Les figures 5-31 et 5-32 résument les résultats obtenus.

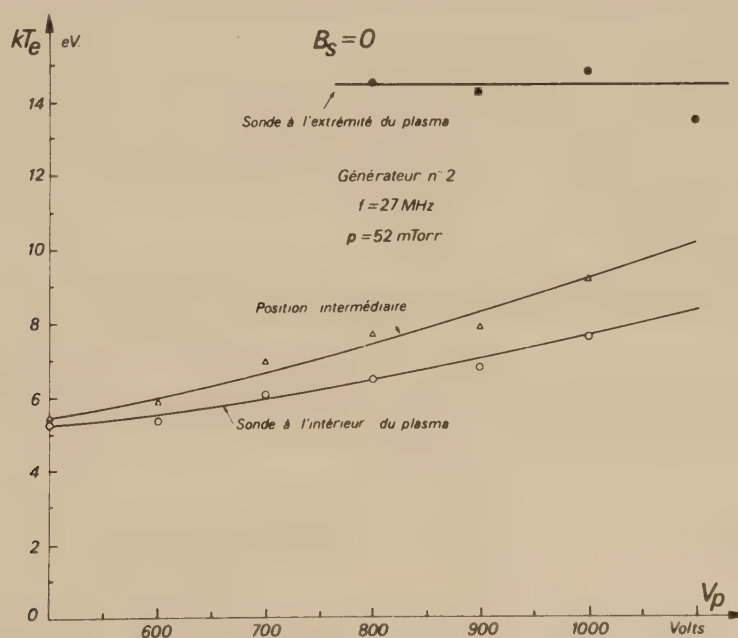


fig. 5-31

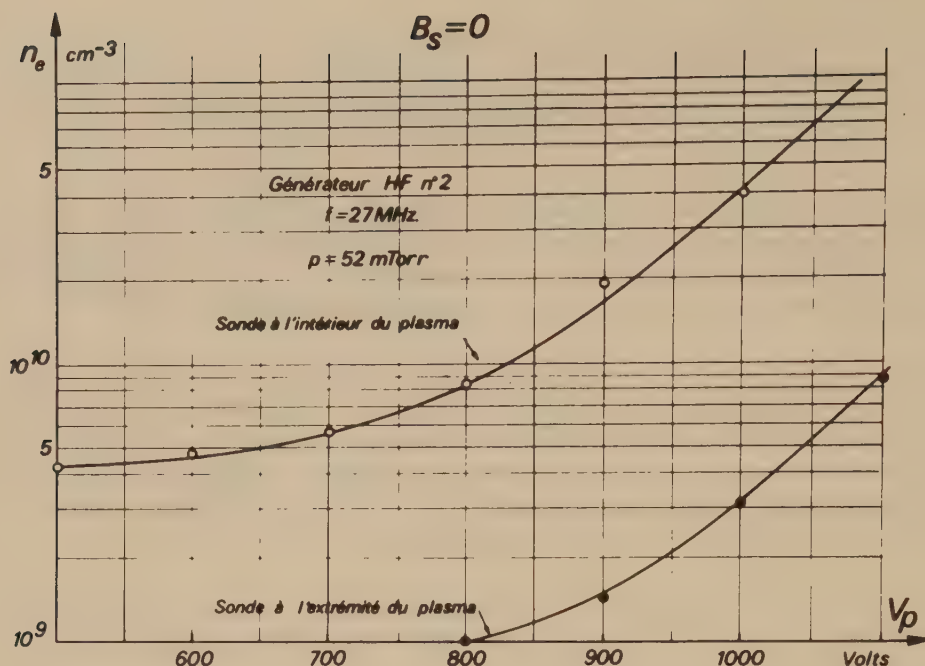


fig 5-32

Nous constatons d'après ces figures qu'en dehors de la résonance, où dans nos conditions expérimentales le régime inductif n'est que partiellement établi, la température électronique diminue légèrement lorsque la puissance fournie au plasma augmente. Par contre, la densité n_e est très sensible à l'accroissement de la puissance, la densité étant dans certains cas multipliée par un facteur voisin de 10 lorsque la puissance à l'entrée de l'oscillateur est doublée.

3 - Evolution en fonction du champ magnétique transversal.

En dehors des conditions de résonance, c'est-à-dire à l'extérieur de l'intervalle de pression où elle apparaît, ou bien pour de faibles puissances d'excitation, nous avons vu que le champ magnétique était apparemment sans action sur le plasma.

Nous retrouvons un résultat comparable pour les mesures de T_e et de n_e , les caractéristiques de sonde ne sont pas modifiées lorsque le champ magnétique B_s est appliqué ($B_s \leq 60 \text{ Gauss.}$).

V-2-3 Détermination de T_e et n_e pendant la résonance

Il est important de comparer les résultats précédents à ceux que l'on obtient pendant le phénomène de résonance. Cette comparaison nous permet en particulier de déterminer le gain en densité électronique.

Nous avons donc systématiquement relevé et exploité les caractéristiques de sonde double lorsque l'on fait varier le champ magnétique B_s entre 0 et 60 Gauss.

Ces mesures sont délicates, car elles nécessitent le tracé de nombreuses caractéristiques de sonde, ce qui prend un temps assez long; il faut alors veiller à ce que le plasma reste dans le même état.

Les figures 5-33, 5-34, 5-35 montrent quelques courbes donnant les valeurs de kT_e et de n_e pendant la résonance.

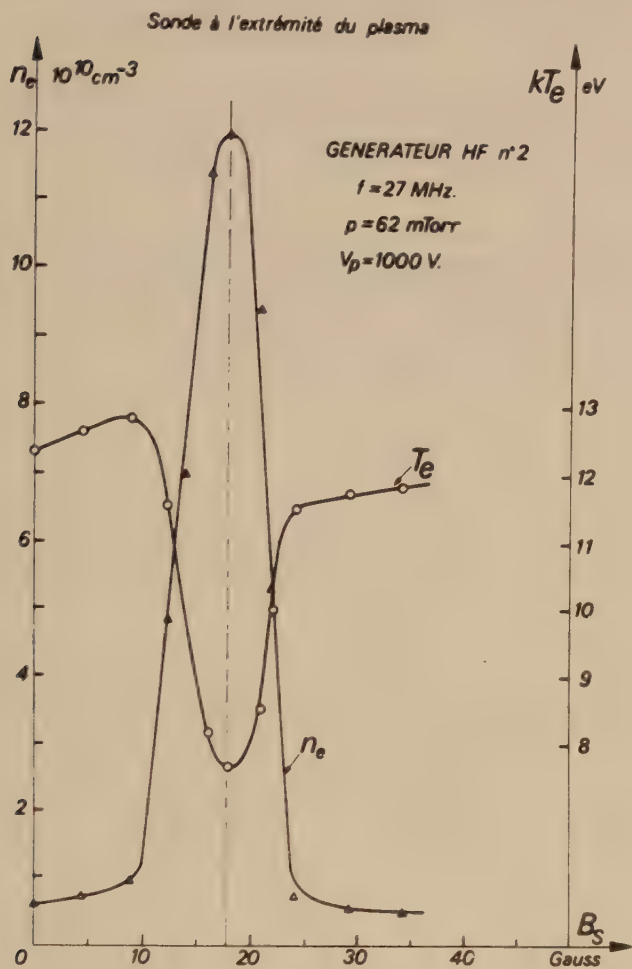


fig. 5-33

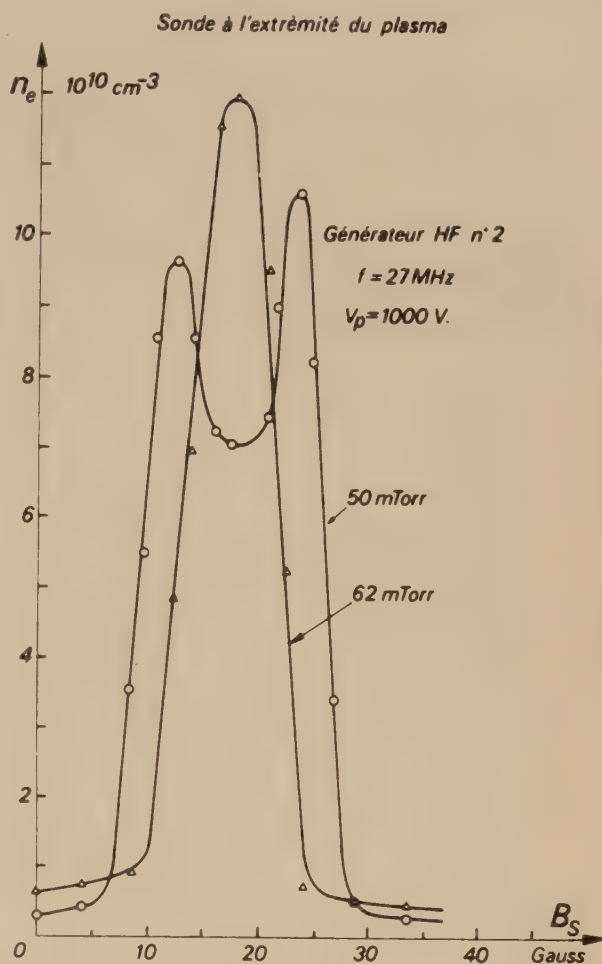


fig. 5-34

Nous constatons, comme cela était prévisible, que la résonance permet d'augmenter de manière considérable (dans un rapport supérieur à 10) la densité du plasma.

Nous savions déjà (chapitre V, 1^o partie) que la puissance fournie au plasma augmentait beaucoup au moment de la résonance, les résultats des figures précédentes montrent ainsi que la puissance fournie au plasma et la densité électronique n_e sont intimement liées.

Il est cependant difficile de déterminer lequel des deux facteurs régit l'autre lors de la résonance.

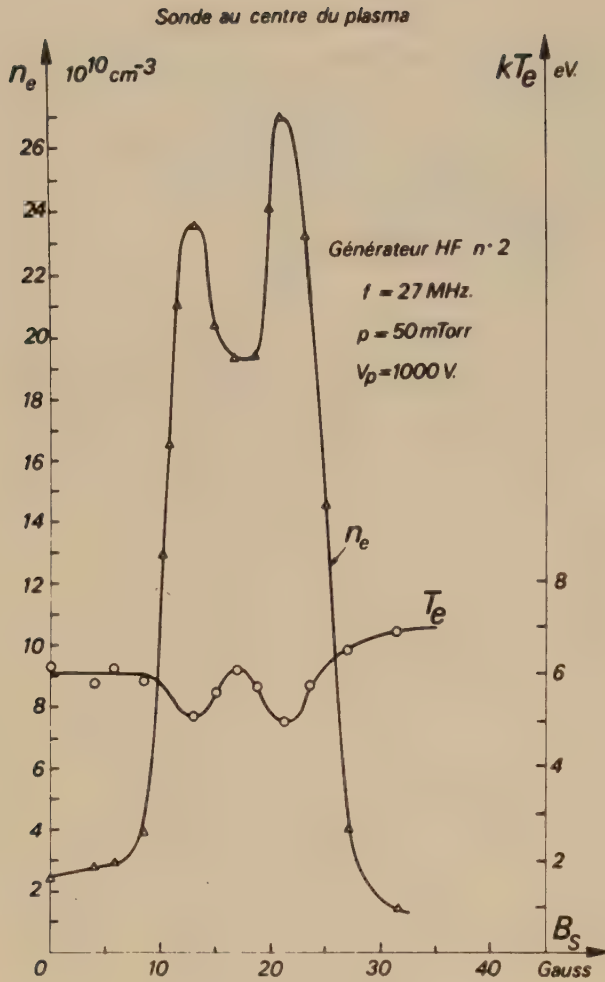


fig. 5-35

Les courbes obtenues pour :

$$n_e = f(B_s)$$

sont très semblables aux courbes :

$$I = g(B_s)$$

I étant le courant recueilli entre les deux petites électrodes placées aux extrémités de l'enceinte à décharge. On retrouve en effet :

- le maximum de densité pour $B_r = B_c$ tel que $\omega_c \approx 2\omega$.
- le dédoublement du pic de résonance dans les mêmes intervalles de pression et de puissance que pour l'intensité I .

Cette similitude peut s'interpréter facilement à partir de l'expression de la densité de courant i_e à la lisière des gaines qui entourent les électrodes recueillant le courant I . On a indiqué au chapitre IV, § IV-3 que cette densité de courant pouvait s'écrire :

$$i_e = K n_e T_e^{1/2} \quad (K \approx \text{cte})$$

Si l'on suppose que les dimensions de la gaine évoluent peu, le courant I est proportionnel à i_e , c'est-à-dire au produit $n_e T_e^{1/2}$. Or nous venons de voir que les variations de T_e sont petites par rapport à celles de n_e , I variera approximativement comme n_e . On peut donc se contenter de mesurer I pour obtenir de manière approchée l'allure de la variation de n_e . Ceci est intéressant car la mesure de I est très facile et peut se faire de façon continue.

Il est important de remarquer que seul le phénomène de résonance permet d'augmenter la densité électronique dans un rapport aussi élevé (plus grand que 10). Il existe tout un domaine de pression situé avant 20 mTorr pour lequel, en l'absence de champ magnétique B_s transversal, il est impossible d'obtenir avec la puissance H.F. disponible une décharge purement induite, c'est-à-dire en fait un plasma avec une densité n_e de l'ordre de 10^{11} cm^{-3} .

Par contre, entre 10 et 20 mTorr, le champ magnétique statique B_s permet d'obtenir la résonance, c'est-à-dire le transfert d'énergie de l'oscillateur vers le plasma d'où l'accroissement de la densité n_e .

L'évolution de la température électronique T_e est toujours opposée aux variations de la densité n_e . Ainsi, les figures précédentes montrent qu'à la résonance la température électronique diminue ; cette diminution est plus importante à l'extrémité du plasma (de 6 à 13 eV) qu'au centre du plasma (de 6 à 9 eV).

A la résonance, la variation de la densité n_e sur l'axe de la décharge, de l'extrémité au centre du plasma, est de l'ordre de 1 à 3 ($1,1 \cdot 10^{11}$ à $2,7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), la variation de température étant de l'ordre de 3 eV.

Ces valeurs sont à rapprocher de celles obtenues en dehors de la résonance ; le rapport des densités variait entre 5 et 10, la différence de température était de l'ordre de 6 eV. Ceci semble indiquer que lors de la résonance, le plasma tend à devenir plus homogène, peut-être à cause de la diffusion longitudinale des particules dans le champ magnétique statique B_S .

■■■■■■■■

CHAPITRE VI

L'INTERPRETATION THEORIQUE DU PHENOMENE DE RESONANCE

VI-1 LES DIFFICULTES DE L'ANALYSE THEORIQUE

L'interprétation théorique du phénomène de résonance est rendue difficile par la configuration géométrique du système et en particulier par l'absence de symétrie ou de direction privilégiée.

Nous avons vu au chapitre III comment le couplage inductif du générateur H.F. à l'enceinte cylindrique conduisait à une topographie compliquée du champ électromagnétique.

En pratique, la distribution des champs est encore plus tourmentée du fait de l'inclinaison des spires de la bobine hélicoïdale d'excitation et de la longueur finie de cette bobine. Nous avons montré expérimentalement que les champs magnétique et électrique H.F. possèdent ainsi respectivement des composantes transversales et axiales (cf. Annexe 1).

Cependant, cette distribution compliquée possède approximativement une symétrie cylindrique autour de l'axe de l'enceinte à décharge.

La superposition du champ magnétique statique B_S , transversal, perpendiculaire à l'axe de l'enceinte à décharge, détruit cette symétrie du champ électromagnétique. Le champ électrique induit E_θ ayant une orientation quelconque par rapport à B_S .

Le champ magnétique B_S agit sur la trajectoire des particules chargées dans le plan perpendiculaire à sa direction, c'est-à-dire dans des régions où la section de l'enceinte et le champ électrique E_θ évoluent constamment d'un bord à l'autre. Ce champ magnétique modifie d'autre part la loi de diffusion dans le plan perpendiculaire à B_S (cf. chapitre II, § II-2-4).

De cette situation il résulte que l'on ne peut assimiler la structure électromagnétique à aucune configuration simple dont l'analyse serait aisée.

En supplément à ces complications d'ordre géométrique, il faut ajouter le fait que le domaine de pression intéressant est tel que la fréquence de collision électron-molécule ν_{e0} est du même ordre de grandeur que la fréquence d'excitation (tantôt en

dessus, tantôt en dessous, cf. fig. 2-3). On ne pourra donc pas simplifier le problème en choisissant une théorie où les collisions sont dominantes ou bien une théorie où l'on peut négliger les collisions.

VI-2 LES FAITS EXPERIMENTAUX QUE DOIT JUSTIFIER UNE THEORIE DE LA RESONANCE

L'étude expérimentale du chapitre V nous a permis d'analyser les grandeurs qui intervenaient dans l'évolution de la résonance du plasma. En résumé, les principales caractéristiques de cette résonance sont les suivantes :

1°) Dans tout le domaine des fréquences d'excitation étudiées ($f = \omega/2\pi$ compris entre 20 et 50 MHZ) la résonance apparaît pour un champ magnétique transversal B_S tel que :

$$\omega_c = \frac{e B_S}{m} \simeq 2\omega$$

ω_c est liée à la fréquence d'excitation ω , ω_c est toujours légèrement inférieure à 2ω , jamais supérieure.

2°) C'est la composante transversale B_S du champ magnétique statique qui intervient dans la résonance. Lorsque cette composante est nulle (champ statique parallèle à l'axe de l'enceinte), la résonance n'existe pas.

3°) La résonance n'apparaît que dans un domaine limité de pression (10 mTorr à 70 mTorr en général).

4°) Cette résonance existe seulement lorsque l'enceinte à décharge est couplée inductivement au générateur H.F. La présence du champ électrique induit E_θ est nécessaire. L'existence de la résonance semble indépendante du champ électrique H.F. longitudinal $E_\parallel$.

5°) L'amplitude du champ électrique H.F. modifie la forme de la courbe de résonance. Lorsque l'amplitude du champ électrique augmente, la courbe de résonance qui possédait un maximum est remplacée par une courbe de résonance à deux maxima, situés de part et d'autre de la valeur du champ de résonance.

6°) La nature du gaz intervient peu dans le processus fondamental, c'est-à-dire l'existence de la résonance. Il semble que ce sont les électrons qui interviennent lors de la résonance.

7°) La puissance absorbée par le plasma est maximum à la résonance. Tout se passe comme si l'impédance du plasma s'adaptait à celle du générateur.

8°) L'augmentation de la puissance H.F. absorbée entraîne un accroissement considérable de la densité électronique n_e .

Une théorie idéale de la résonance doit justifier ce comportement du plasma vis-à-vis des différents paramètres. Malheureusement le problème ainsi posé dans sa généralité est très difficile à résoudre du fait de la géométrie du système. Nous devrons

nous contenter d'approximations plus ou moins grossières qui permettent d'expliquer l'existence de la résonance et son évolution en fonction de certains paramètres.

VI-3 LES ESSAIS D'INTERPRETATION THEORIQUE

La plupart des essais d'interprétation du phénomène de résonance peuvent se classer en deux catégories :

– Dans la première on cherche à analyser le phénomène de pénétration du champ électromagnétique à l'intérieur du plasma en présence du champ magnétique statique transversal.

– Dans la seconde, on s'intéresse au mouvement des électrons du plasma sous l'action du champ électromagnétique H.F. et du champ magnétique statique et l'on étudie les possibilités d'accélération des particules.

On montrera comment l'accélération des électrons peut engendrer un accroissement de densité du plasma. Une première approche sera obtenue en considérant que l'électron accéléré est libre de se déplacer au sein du plasma, puis les collisions avec les molécules du gaz seront introduites dans l'équation du mouvement sous la forme d'un terme de freinage.

Pour cette interprétation, nous avons essayé d'appliquer à notre cas particulier des théories qui ont été élaborées pour justifier l'apparition de phénomène de résonance dans des situations assez analogues. Certaines de ces théories ont été modifiées de manière à faire intervenir l'influence des collisions électron-neutre. Dans tous les calculs, les coefficients qui interviennent ont été tirés de nos résultats expérimentaux.

VI-3-1 La théorie des ondes hélicons

Dans la première catégorie, une place toute particulière doit être faite aux travaux développés à l'Institut des Hautes Fréquences de Zurich, sous la direction de F.E. Borgnis (69).

Ces travaux (31), (32), (33), (69), (85), d'après leurs auteurs, ont pour but d'interpréter le phénomène de résonance d'un plasma H.F. en présence d'un champ magnétique transversal, tel que l'a décrit Neuert (64) pour la première fois. C'est également sur cette résonance que nous avons travaillé.

De manière à permettre une analyse théorique plus aisée, Borgnis et coll. opèrent avec un circuit d'excitation formé d'une simple boucle. Ce circuit d'excitation est soit rectangulaire, soit circulaire (fig. 6-1).

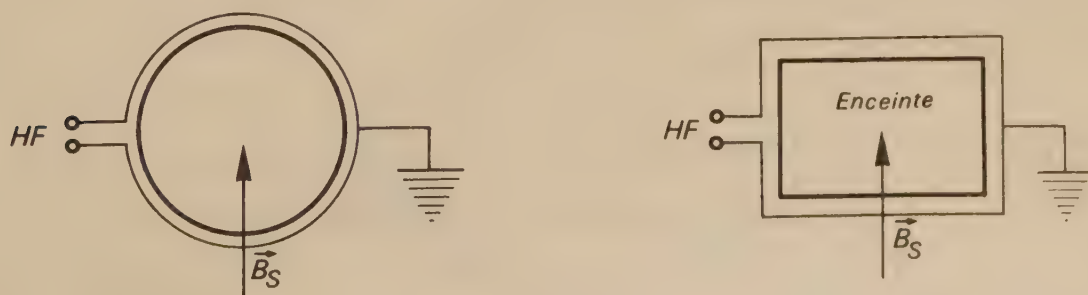
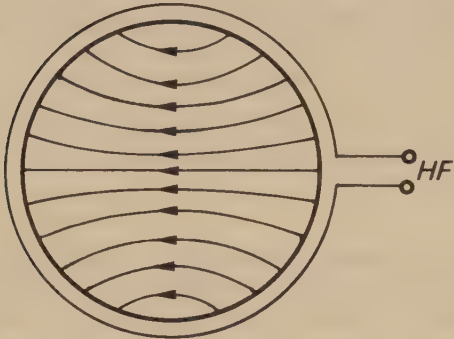


fig. 6-1

On peut cependant se demander si un tel système d'excitation est bien équivalent à l'excitation par une bobine hélicoïdale. Les études de Allen (86) et de Marsicanin (87) montrent en effet que dans ce dispositif, lorsque le plasma n'est pas dense ($n_e \approx 10^{10} \text{cm}^{-3}$), les lignes de force du champ électrique H.F. ont la distribution donnée par la figure 6-2. Cette configuration est très éloignée de celle obtenue dans une bobine hélicoïdale.



(d'après J.E. Allen et coll. (86))

fig. 6-2

Le gaz utilisé dans les expériences de Borgnis et coll. est de l'argon à basse pression (10^{-3} à 10^{-2} Torr). La fréquence d'excitation est 27 MHz.

Leur méthode expérimentale est la suivante :

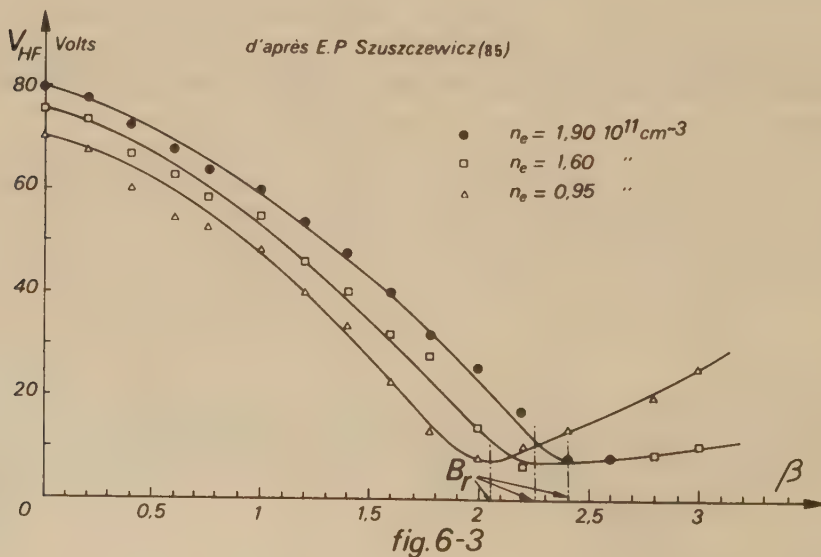
— En réglant la puissance H.F. fournie au plasma, on maintient constante la densité électronique n_e à l'intérieur de l'enceinte en fonction du champ magnétique statique. On relève la variation de la différence de potentiel H.F. entre les deux extrémités du circuit d'excitation en fonction du champ magnétique (cf. fig. 6-3). Borgnis et coll. appellent champ de résonance la valeur de B_S qui correspond au minimum de la courbe

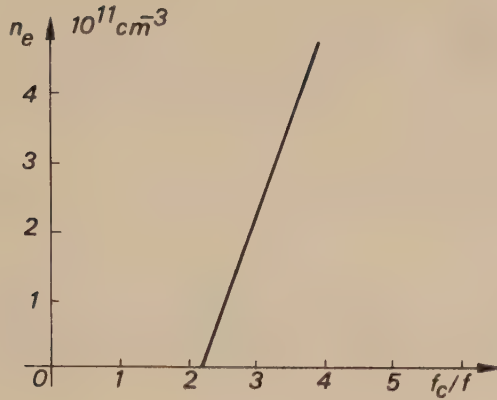
$$V_{HF} = f(B_S) n_e = \text{cte}$$

Ces auteurs tracent ensuite la courbe d'évolution de n_e en fonction de $\beta = f_c/f$, avec :

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{eB_r}{2\pi m} \quad \text{et} \quad f = \frac{\omega}{2\pi}$$

Ils obtiennent des courbes identiques à celle de la figure 6-4.





(d'après O. Sager (32))

fig.6-4

Cette figure montre que la densité électronique n_e à la résonance est une fonction linéaire de la valeur du champ magnétique statique B_S à la résonance.

Ce résultat est fondamentalement différent de celui obtenu dans nos expériences de résonance où la densité électronique est maximum pour une valeur déterminée et fixe du champ magnétique B_S . Dans ces conditions, on comprend difficilement comment une comparaison puisse être faite entre les expériences du type de celles de Neuert et celles développées par Borgnis et coll.

Toujours dans le but d'expliquer la résonance du type de Neuert, Borgnis et coll. ont établi une théorie basée sur la pénétration des ondes hélicons à l'intérieur du plasma. Nous en donnerons un bref aperçu.

Pénétration des ondes hélicons dans un plasma.

La théorie de la pénétration des ondes hélicons a été établie dans le cas d'une géométrie très simplifiée :

— Une lame de plasma d'épaisseur d située entre deux parois conductrices parcourues par un courant H.F. $i(t)$ (fig. 6-5).

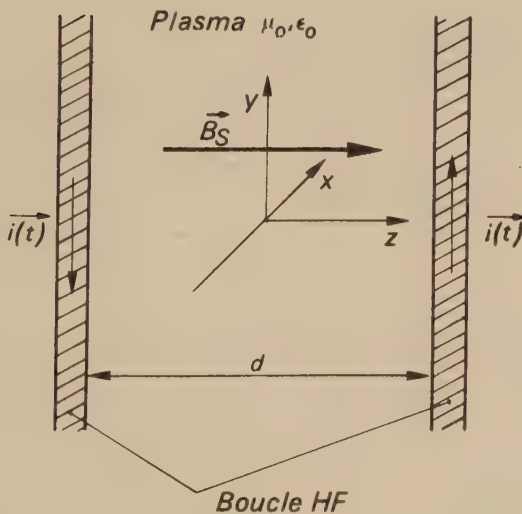


fig. 6-5

On étudie la propagation de l'onde électromagnétique créée par ce courant variable dans la lame de plasma d'épaisseur d .

Le point de départ de cette théorie est l'écriture des équations de Maxwell dans le plasma. Le courant de déplacement est négligeable. La loi d'Ohm est supposée applicable, mais du fait de l'existence du champ magnétique statique, la conductivité du plasma est un tenseur. On a si $\vec{j}$ est la densité de courant :

$$\vec{j}(\omega) = \|\sigma(\omega)\| \vec{E}(\omega)$$

La première équation de Maxwell :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E})$$

permet de définir un tenseur équivalent

$\|\epsilon\|$ pour la constante diélectrique, on a :

$$\overrightarrow{\text{rot H}} = j\omega\epsilon_0 \|\epsilon\| \overrightarrow{\text{E}}$$

$$\|\epsilon\| = \|I\| - \frac{j}{\omega\epsilon_0} \|\sigma\|$$

$\|I\|$ tenseur unité.

Le tenseur $\|\sigma\|$ est donné par la formule habituelle (88) :

$$\|\sigma\| = \frac{n_e e^2}{m(j\omega + \nu_{eo})} \begin{vmatrix} \frac{(j\omega + \nu_{eo})^2}{(j\omega + \nu_{eo})^2 + \omega_c^2} & \frac{-(j\omega + \nu_{eo})\omega_c}{(j\omega + \nu_{eo})^2 + \omega_c^2} & 0 \\ \frac{(j\omega + \nu_{eo})\omega_c}{(j\omega + \nu_{eo})^2 + \omega_c^2} & \frac{(j\omega + \nu_{eo})^2}{(j\omega + \nu_{eo})^2 + \omega_c^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

De sorte que $\|\epsilon\|$ s'écrit :

$$\|\epsilon\| = \begin{vmatrix} \epsilon_1 & j\epsilon_2 & 0 \\ -j\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{vmatrix}$$

Avec :

$$\epsilon_1 = 1 + \frac{\omega_p^2(\nu_{eo} + j\omega)}{j\omega[(\nu_{eo} + j\omega)^2 + \omega_c^2]}$$

$$\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_i}$$

$$\epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \omega_c}{j\omega[(\nu_{eo} + j\omega)^2 + \omega_c^2]}$$

$$\omega_c = \frac{e B_S}{m}$$

$$\epsilon_3 = 1 + \frac{\omega_p^2}{j\omega(\nu_{eo} + j\omega)}$$

Avec ces notations, l'équation d'onde s'écrit :

$$\overrightarrow{\text{rot}} (\|\epsilon\|^{-1} \cdot \overrightarrow{\text{rot H}}) - \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \overrightarrow{\text{H}} = 0$$

Si on appelle e_1, e_2, e_3 les composantes du tenseur réciproque $\|\epsilon\|^{-1}$ de $\|\epsilon\|$ on a :

$$\|\epsilon\|^{-1} = \begin{vmatrix} e_1 & ie_2 & 0 \\ -ie_2 & e_1 & 0 \\ 0 & 0 & e_3 \end{vmatrix}$$

où
$$e_1 = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \quad e_2 = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \quad e_3 = \frac{1}{\epsilon_3}$$

Le courant de déplacement étant négligeable $e_1 = e_3$. Si on appelle $k_o = \sqrt{\omega^2 \mu_o \epsilon_o}$ le nombre d'onde dans le vide et si l'on considère une lame de plasma indéfinie dans le sens des x , l'équation d'onde précédente se décompose en trois équations :

$$\left[k_o^2 + e_1 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] H_x + ie_2 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_y = 0$$

$$-ie_2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x + \left[k_o^2 + e_1 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] H_y = 0$$

$$ie_2 \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} H_x + \left[k_o^2 + e_1 \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] H_z = 0$$

Malgré les simplifications introduites, le problème est encore très difficile à résoudre, compte tenu que l'on doit satisfaire sur les parois (à $z = \pm d/2$) la condition :

$$H_z(y, \pm \frac{d}{2}) = 0$$

Pour résoudre le problème, on introduit une hypothèse supplémentaire, en écrivant que la composante H_x du champ magnétique H.F. dépend très peu de y , soit :

$$\frac{\partial}{\partial y} H_x \approx 0$$

Comme déjà $\partial H / \partial x \approx 0$, cela revient à considérer qu'il n'y a aucune propagation de l'onde dans un plan perpendiculaire au champ magnétique. Le plasma peut être alors indéfini dans les directions x et y .

Dans ces conditions, les équations précédentes s'écrivent :

$$\left(k_o^2 + e_1 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_x + ie_2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_y = 0$$

$$-ie_2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} H_x + \left(k_o^2 + e_1 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_y = 0$$

$$\left(k_o + e_1 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_z = 0$$

Ce qui peut s'écrire :

$$H_z \equiv 0$$

$$\left[k_o^2 + (e_1 + e_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \left[H_x + iH_y \right] = 0 \quad (1)$$

$$\left[k_o^2 + (e_1 - e_2) \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \left[H_x - iH_y \right] = 0 \quad (2)$$

Ces deux équations sont des équations d'ondes polarisées circulairement :

à droite pour $H_d = H_x + iH_y$ à gauche pour $H_g = H_x - iH_y$

Ces ondes se propagent le long du champ magnétique B_S . Les solutions des équations (1) et (2) s'écrivent :

$$H_d = H_{od} \cos k_d z \quad \text{avec} \quad k_d = k_o(e_1 + e_2)^{-1/2}$$

$$H_g = H_{og} \cos k_g z \quad \text{avec} \quad k_g = k_o(e_1 - e_2)^{-1/2}$$

Dans le cas où :

$$k_d \cdot \frac{d}{2} \text{ ou } k_g \cdot \frac{d}{2} = (2h + 1) \frac{\pi}{2} \quad h = 0, 1, 2, \dots$$

ces ondes s'annulent sur les parois conductrices. Ces relations conduisent alors à la condition de résonance :

$$\frac{\omega^2}{c^2} = - \frac{(2h + 1)^2 \pi^2}{d^2} \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \left(1 - i \frac{v_{eo}}{\omega} \pm i \frac{\omega_c}{\omega} \right)$$

Ce qui peut s'écrire en séparant partie réelle et partie imaginaire :

$$\omega = \pm \frac{\omega_c}{\frac{\omega_p^2 d^2}{c^2 \pi^2 (2h + 1)^2} + 1} + i \frac{v_{eo}}{\frac{\omega_p^2 d^2}{c^2 \pi^2 (2h + 1)^2} + 1} \quad (3)$$

Seules les fréquences réelles et positives ont ici un sens physique ; elles correspondent à l'onde polarisée à droite qui pénètre dans le plasma. Il faut donc que la partie imaginaire de ω soit petite devant la partie réelle ; cela signifie que l'onde polarisée ne sera observée que si :

$$\omega_c \gg v_{eo}$$

c'est-à-dire si la pression du gaz dans l'enceinte est suffisamment basse.

La formule (3), après avoir négligé sa partie imaginaire, conduit à la densité électronique à la résonance :

$$(n_e)_{\text{rés.}} = (2h + 1) \frac{\epsilon_0 m c^2 \pi^2}{e^2 d^2} (f_c/f - 1) \quad h = 0, 1, 2, \dots$$

Différentes améliorations ont été apportées à cette formule pour tenir compte de la valeur élevée de la température électronique T_e , de la répartition non uniforme de la densité du plasma et de la géométrie de l'enceinte à décharge. Ces perfectionnements conduisent à la formule :

$$(4) \quad (n_e)_{\text{rés.}} = \left(\frac{c^2 \pi^2 \epsilon_0 m}{e^2} \right) \frac{p^2(\lambda_i) t^* (\beta_{\text{res}} - t_i^*)^3 t_{\parallel}^{-2}}{(\beta_{\text{res}} - t^*)^2 + p^2(\lambda_i) t^* (t_{\parallel}/t_{\perp})^2 k T_e / m \omega^2}$$

Dans cette formule :

$t_{\parallel}$ est la dimension du plasma suivant l'axe z

$t^* = [1 + (t_{\parallel} / t_{\perp})^2]^{1/2}$ avec

$t_{\perp}$ dimension du plasma suivant l'axe y .

$\beta_{\text{res}} = (f_c/f)$ à la résonance

$p^2(\lambda_i)$ est un coefficient qui fait intervenir le libre parcours moyen des ions par rapport aux dimensions de l'enceinte à décharge (32).

Lorsque l'enceinte est cylindrique, Borgnis et coll. remplacent les dimensions $t_{\parallel}$ et $t_{\perp}$ par une grandeur t_c qui peut être par exemple le côté du carré ayant même section droite que le cylindre (32), (85).

Pour comparer cette théorie à nos résultats expérimentaux, nous avons tracé la courbe donnant $(n_e)_{\text{rés.}}$ en fonction de f_c/f , d'après la formule (4), en choisissant les valeurs de $t_{\parallel}$ et de T_e en rapport avec nos conditions expérimentales, à savoir :

$$t_{\parallel} = 2 \frac{d}{\pi} \quad \text{avec } d, \text{ diamètre de l'enceinte, égal à 4 cm.}$$

$$k T_e = 8 \text{ eV.}$$

La courbe obtenue numériquement est représentée sur la figure 6-6. Nous avons également reporté sur cette figure la zone enveloppe de nos résultats expérimentaux pour la densité à la résonance, ainsi que la courbe d'évolution de la densité électronique n_e en fonction du rapport f_c/f .

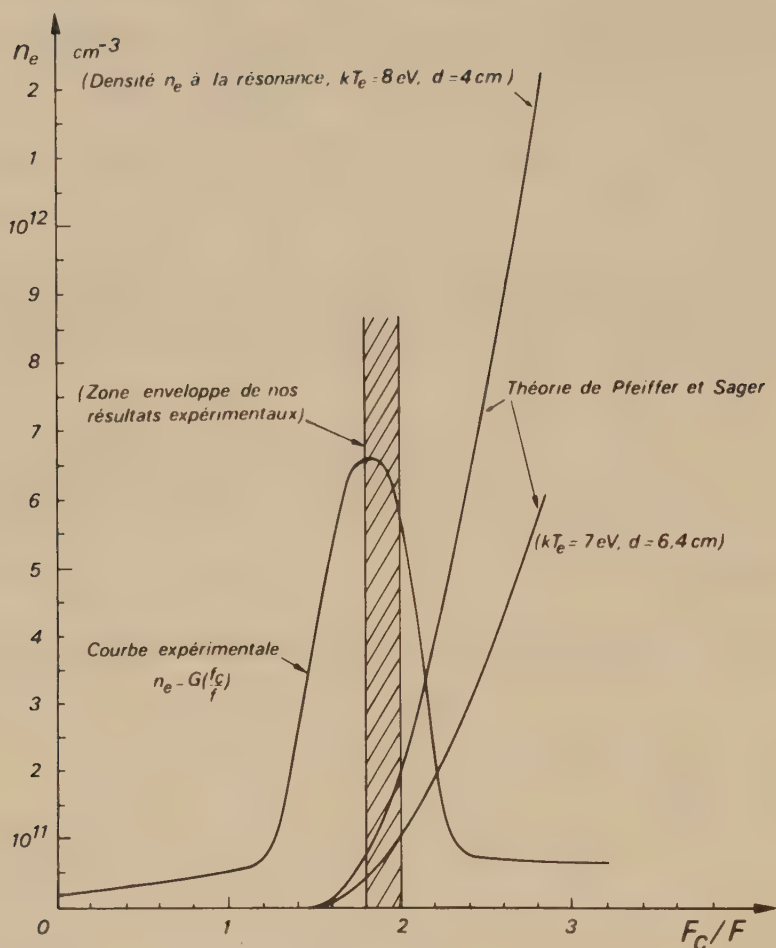


Fig. 6-6

La comparaison de nos résultats expérimentaux avec les prévisions de la théorie de Borghis et coll. fait apparaître de nombreuses divergences :

— Dans la théorie, la densité électronique à la résonance $(n_e)_{rés}$ est une fonction du champ magnétique transversal B_S , cette densité augmente avec le champ B_S (car $f_c/f \propto$ correspondant à :

$$1,8 < f_c/f < 2$$

— Les dimensions de l'enceinte à décharge (son diamètre par exemple), interviennent de façon très notable dans la théorie (cf. figure 6-6) alors que dans nos expériences ce paramètre semble sans grande importance, à densité de puissance H.F. comparable, ceci dans la gamme des dimensions étudiées, soit :

$$20 \text{ mm} < d < 60 \text{ mm}.$$

— La fréquence de collision électron - molécule ν_{eo} n'apparaît pas dans la théorie, il faut seulement que la pression soit assez faible pour que la fréquence cyclotronique ω_c soit grande devant la fréquence de collision ν_{eo} . Nos expériences montrent au contraire qu'il existe un domaine de pression où la résonance peut apparaître, et que ce domaine est limité du côté des hautes pressions et du côté des basses pressions.

En conclusion de cette étude, il apparaît que la théorie de Borgnis et coll. ne permet pas, malgré les espérances de ses auteurs, de justifier nos résultats expérimentaux. Cette théorie ayant été présentée récemment dans plusieurs articles et conférences, son analyse et la confrontation à nos résultats s'imposaient.

VI-4 INTERPRETATION DE LA RESONANCE PAR L'ACCELERATION DU MOUVEMENT DES ELECTRONS DANS LE PLASMA

VI-4-1 Densité du plasma et distribution des vitesses des électrons

Une autre approche dans l'explication du phénomène de résonance consiste à interpréter l'augmentation de la densité du plasma comme étant due à l'accélération d'un groupe d'électrons (89).

Cette accélération pouvant être obtenue, en particulier, lorsque des électrons sont placés dans les conditions de résonance cyclotronique fondamentale ou harmonique. Il est alors possible de supposer l'existence, à l'intérieur du plasma, de deux distributions électroniques :

— une distribution d'électrons lents, dont la température électronique serait comprise entre 6 et 10 eV.

— une distribution d'électrons rapides, formée par des électrons qui ont acquis de l'énergie par résonance.

Si l'énergie moyenne de la distribution d'électrons rapides n'est pas très élevée, l'efficacité de ces électrons dans le processus d'ionisation de l'hydrogène atomique sera fortement accrue. En effet, la section efficace d'ionisation de H suivant la réaction :



est maximum ($7 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$) pour une énergie électronique de 60 eV, et la section efficace à 500 eV est encore le double de la section efficace à 15 eV ($1,5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$).

Il paraît logique de penser que les électrons accélérés peuvent contribuer fortement à la création d'ions H^+ et ainsi à l'accroissement de la densité du plasma.

VI-4-2 Etude du mécanisme d'accélération des électrons

Il est à ce stade nécessaire d'approfondir l'étude du mécanisme responsable de l'accélération des électrons. L'expérience (cf. chapitre V) nous a montré que la résonance du plasma semblait coïncider avec une résonance cyclotronique des électrons du plasma.

Cependant, la théorie classique de la résonance cyclotronique (90), ne permet pas d'interpréter nos résultats expérimentaux. En effet, cette théorie n'est valable que dans une géométrie simplifiée, c'est-à-dire où l'on considère que le champ électrique alternatif a une direction fixe et une amplitude constante, elle conduit à une résonance pour un champ magnétique statique B_S tel que :

$$\omega_c = \omega_r = \frac{e B_S}{m} = \omega$$

C'est une résonance cyclotronique fondamentale ; il n'existe pas dans ce cas, de résonance pour des fréquences ω_c multiples de la fréquence d'excitation ω .

Cette théorie montre que dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique B_S (fig. 6-7), l'amplitude et la vitesse du mouvement de l'électron augmentent indéfiniment avec le temps. Physiquement, une limitation de la vitesse interviendra par les collisions sur les parois de l'enceinte et sur les atomes et les molécules du gaz.

Théorie non linéaire de la résonance.

La théorie classique ne permettant pas d'interpréter les phénomènes expérimentaux, il paraît nécessaire de tenir compte de l'inhomogénéité du champ électrique à l'intérieur de la décharge.

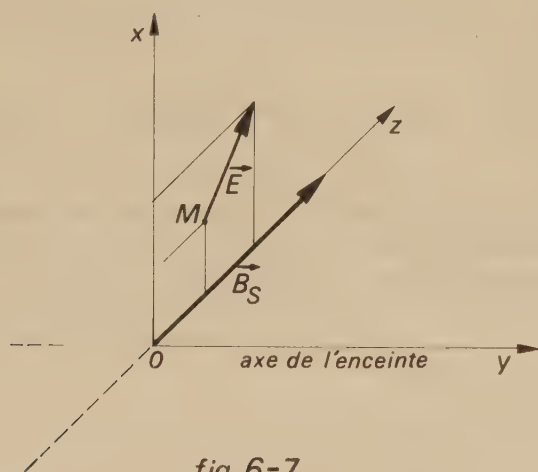


fig.6-7

Le point de départ de ce calcul est l'équation du mouvement de l'électron dans le champ électromagnétique. Cette équation s'écrit, si l'on ne tient pas compte des collisions avec les molécules :

$$m \frac{d}{dt} \vec{v} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1)$$

et si l'on tient compte des collisions avec les molécules :

$$m \frac{d}{dt} \vec{v} = -e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - v_{eo} m \vec{v} \quad (2)$$

Pour résoudre l'équation (1), nous avons utilisé une méthode suggérée par les travaux de J.E. Drummond (76). Elle consiste à écrire l'équation (1) dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique B_S et à supposer que le champ électrique varie peu sur la trajectoire de l'électron, de sorte que ce champ puisse être représenté par un développement de Taylor.

L'écriture du mouvement de la particule dans le plan perpendiculaire à $\vec{B}_S$ est possible dès lors que la force électrique est petite par rapport à la force magnétique. C'est-à-dire dès que :

$$E \ll v B_S$$

Dans nos conditions expérimentales : $B_S \approx 20$ à 30 Gauss ; $kT_e \approx 8$ eV, pour les électrons "lents" ; $E \approx 10$ à 20 V/cm, cette relation est toujours satisfaite.

L'hypothèse relative à la faible variation du champ électrique sur la trajectoire de l'électron est acceptable si le "rayon" de la trajectoire est petit. Pour fixer les idées, le rayon de Larmor, pour un électron d'énergie 8 eV, est de l'ordre de 3 mm dans un champ de 30 Gauss. Dans ces conditions, l'hypothèse est valable ; par contre, si l'énergie de l'électron augmente beaucoup, cette hypothèse peut être mise en doute.

L'équation (1), compte tenu de ces hypothèses, pourra s'écrire :

$$m \frac{d}{dt} \vec{v}(t) = -e [\vec{E}(r, t) + \vec{v} \wedge \vec{B}_S] \quad (1')$$

r définissant la position de l'électron à l'instant t, soit :

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \int_0^t \vec{v}(t') dt'$$

Si l'on pose $\vec{B}_S = \frac{m \vec{\omega}_c}{e}$ (1') devient :

$$- \frac{d}{dt} \vec{v}(t) = \frac{e}{m} \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v} \wedge \vec{\omega}_c \quad (1'')$$

Développons le champ électrique $\vec{E}$ au voisinage de la position définie par r_0 :

$$\vec{E}(r, t) \approx \vec{E}(r_0, t) + \frac{r}{1!} \left[\frac{d}{dr} \vec{E}(r, t) \right]_{r=r_0} + \frac{r^2}{2!} \left[\frac{d^2}{dr^2} \vec{E}(r, t) \right]_{r=r_0} + \dots$$

En tenant compte que $\vec{E}$ est une fonction sinusoïdale du temps et en limitant le développement au premier ordre, on obtient :

$$\vec{E}(r, t) \approx \vec{E}_0 \cos \omega t + \frac{r}{1!} \cos \omega t \left[\frac{d}{dr} \vec{E}(r) \right]_{r=r_0} + \dots \text{ avec } \vec{E}_0 = \vec{E}(r_0)$$

Si on pose :

$$\vec{E}^1 = \left[\frac{d}{dr} \vec{E}(r) \right]_{r=r_0}$$

le champ électrique s'écrit :

$$\vec{E}(r, t) = [\vec{E}_0 + r \vec{E}^1] \cos \omega t$$

En reportant cette expression dans l'équation (1'') il vient :

$$-\frac{d}{dt} \vec{v} = \frac{e}{m} \vec{E}_0 + r \vec{E}' \cos \omega t + \vec{v} \wedge \vec{\omega}_c \quad \text{soit}$$

$$-\frac{d^2}{dt^2} \vec{r} = \frac{e}{m} \vec{E}_0 \cos \omega t + \frac{e}{m} \vec{E}' r \cos \omega t + \frac{d\vec{r}}{dt} \wedge \vec{\omega}_c$$

ou encore :

$$\frac{d^2}{dt^2} \vec{r} - \vec{\omega}_c \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} - \vec{E}' r \cos \omega t = \vec{E}_0 \cos \omega t \quad (3)$$

Cette équation différentielle est non linéaire. On peut, en la transformant et en la simplifiant, la rapprocher de la forme la plus simple de l'équation de Mathieu, qui s'écrit :

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + (\delta + \epsilon \cos z) w = 0 \quad (4)$$

où δ et ϵ sont des constantes.

Pour faire ce rapprochement, il faut poser que :

$$\vec{\omega}_c \wedge \frac{d\vec{r}}{dt} \simeq -\omega_c^2 \cdot \vec{r}$$

(ce qui suppose que le mouvement se fait dans un plan perpendiculaire à $\vec{\omega}_c$ sur des trajectoires quasi-circulaires).

Dans ces conditions, l'équation (3) s'écrit :

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + [\omega_c^2 - E' \cos \omega t] \vec{r} = \vec{E}_0 \cos \omega t \quad (5)$$

La théorie mathématique (91) de l'équation de Mathieu indique que les solutions de l'équation sont instables lorsque la fréquence d'excitation ω est un multiple ou un sous-multiple de la fréquence de la perturbation ω_c , soit pour :

$$\omega = P\omega_c \quad \text{ou} \quad \omega_c = Q\omega$$

P et Q étant des entiers.

La détermination des valeurs de P et Q dépend des termes δ et ϵ de l'équation (4). Un diagramme en δ, ϵ permet de définir les zones de stabilité et d'instabilité des solutions.

Pour que cette interprétation théorique soit conforme à l'expérience, nous devons retenir que les solutions instables sous harmoniques, c'est-à-dire celles définies par :

$$\omega_c = Q\omega$$

L'expérience indiquant que Q est égal à 2.

Nous n'avons pas essayé de résoudre théoriquement l'équation (3). - L'étude de cette équation est extrêmement complexe. Nous nous sommes limités à rechercher l'allure des solutions des équations du type de l'équation (5) en utilisant le calculateur analogique ANALAC de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes. Les coefficients des équations ont été choisis en fonction des valeurs de nos paramètres expérimentaux.

Les figures 6-8 et 6-9 montrent les diagrammes des vitesses $\vec{v}(t)$ et des trajectoires $\vec{r}(t)$ dans le plan Oxy perpendiculaire à $\vec{B}_S$, pour différentes valeurs de la fréquence d'excitation ω . Sur ces diagrammes, chaque point d'une courbe représente la vitesse ou la position de la particule à un instant donné.

On remarque sur ces figures la croissance de la vitesse et de l'amplitude du mouvement lorsque la condition $\omega_c = Q\omega$ est satisfaite et en particulier si $\omega_c = 2\omega$.

Il faut remarquer cependant que la résolution des équations du mouvement sur le calculateur analogique nécessite la connaissance des conditions initiales du mouvement, c'est-à-dire la position et la vitesse initiales de l'électron. Cette méthode ne permet donc que d'obtenir certains résultats correspondant à des conditions initiales particulières, que nous avons déterminées à partir de nos résultats expérimentaux.

L'équation (3) issue de l'équation (1) ne faisait pas intervenir les collisions des électrons avec les molécules du gaz. Pour en tenir compte, nous avons introduit un terme de collision $-v_{e0}\vec{m}\vec{v}$ dans l'équation (3). Le calculateur analogique donne alors des solutions $v(t)$ (pour $\omega_c = 2\omega$) dont l'allure est représentée sur les diagrammes de la figure 6-10, pour différentes valeurs de la pression p .

Nous vérifions sur ces graphiques l'influence des collisions sur le mouvement de l'électron. Dès que la pression augmente, l'accroissement de la vitesse dû à la résonance diminue et cette vitesse finit par s'annuler. Pour des pressions de l'ordre de 50mTorr, la vitesse de l'électron tend très rapidement vers zéro sans oscillations.

— Remarques sur cette interprétation théorique —

1 — Le calcul que nous avons développé dans le paragraphe précédent permet, tout en respectant l'essentiel de la géométrie du système expérimental, de justifier l'apparition d'une résonance du plasma due à l'accélération des électrons, dans des conditions telles que :

$$\omega_c \simeq 2\omega$$

Cependant, il existe d'autres configurations du champ électromagnétique et du champ statique $\vec{B}_S$ qui conduisent à un résultat analogue. En particulier, lorsque le champ $\vec{B}_S$ est longitudinal et lorsque le champ électrique H.F. augmente linéairement avec la distance à l'axe (c'est approximativement le cas dans la décharge H.F. induite). Smirnov et coll. (92) ont montré théoriquement que des résonances cyclotroniques harmoniques apparaissent lorsque :

$$\omega_c = n\omega \quad \text{avec } n = 1, 2, \dots$$

Fig. 6-8

Trajectoire de l'électron dans le plan perpendiculaire à B_S

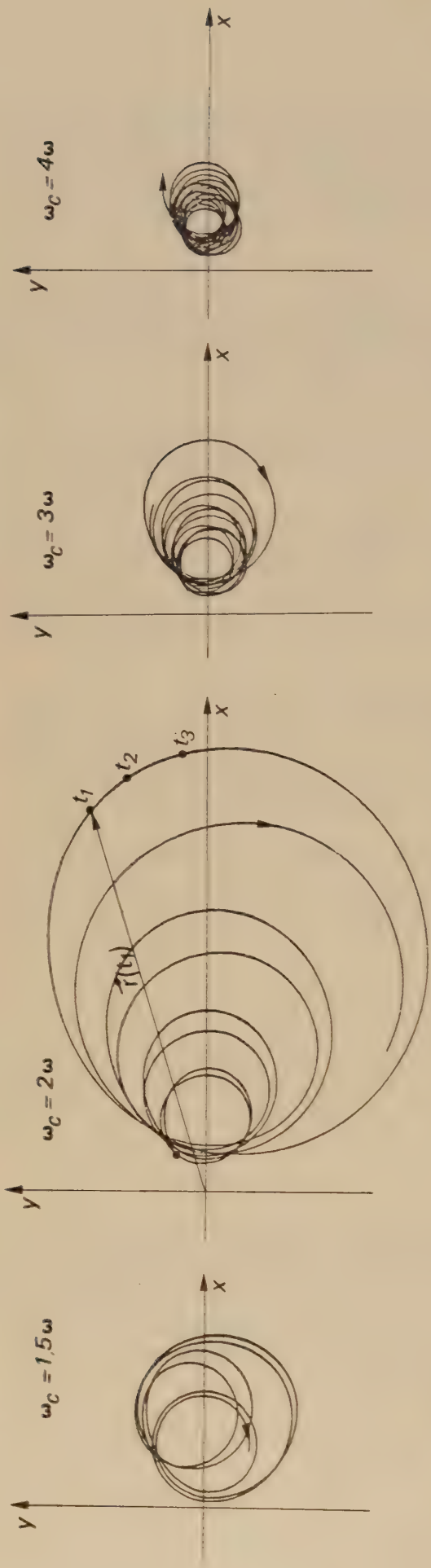
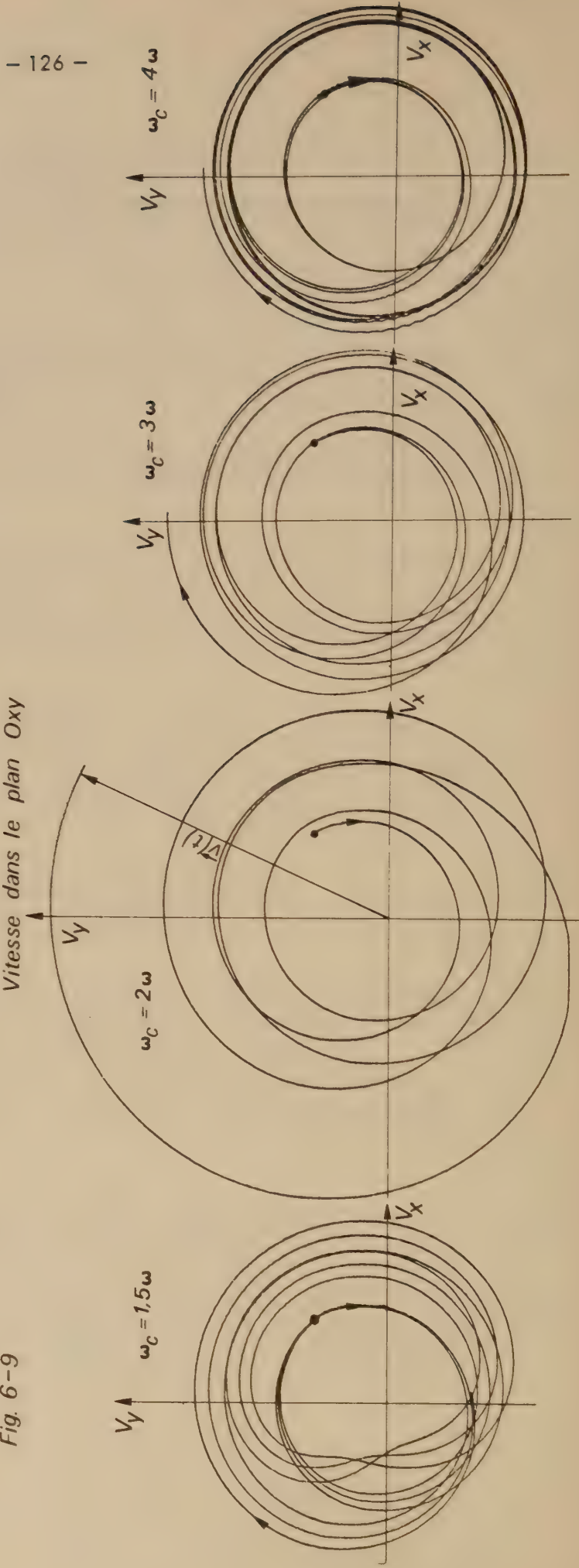
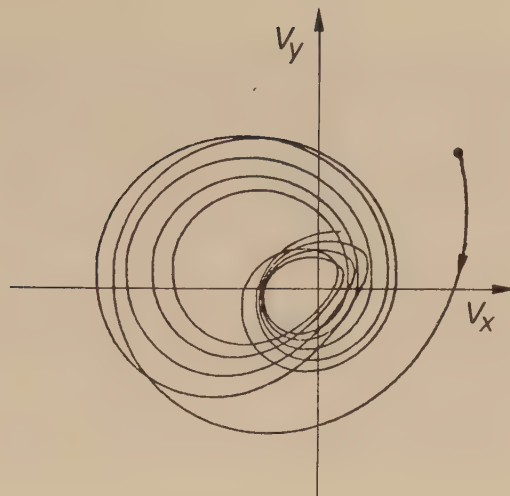


Fig. 6-9

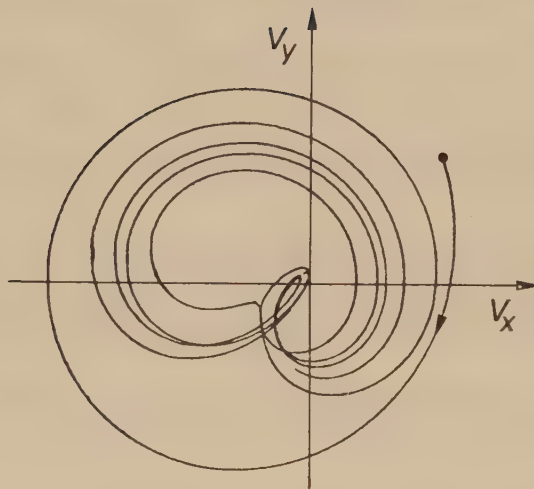
Vitesse dans le plan Oxy





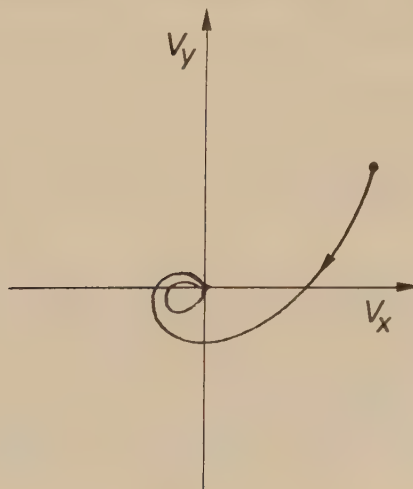
$$\nu_{eo} = 1.10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$\rho \simeq 2 \text{ mTorr}$$



$$\nu_{eo} = 5,4 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$\rho \simeq 10 \text{ mTorr}$$



$$\nu_{eo} = 3,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$\rho \simeq 55 \text{ mTorr}$$

Evolution de la vitesse de l'électron en présence de collisions
($\omega_c = 2\omega$)

Fig. 6-10

Ces résonances proviennent de la modulation du champ magnétique statique $\vec{B}_0$ par le champ magnétique H.F. Or, nous avons vu qu'expérimentalement cette configuration ne conduisait à aucun phénomène de résonance, il était indispensable que le champ magnétique statique ait une composante transversale. Cette absence de résonance est peut-être due à une valeur inadéquate de la modulation, le champ magnétique H.F. est en effet petit par rapport au champ magnétique statique.

2 - On peut démontrer théoriquement (76) que la résonance du plasma permet d'augmenter le transfert de puissance du générateur H.F. vers le plasma. Nous avons constaté expérimentalement ce fait. L'impédance du plasma diminue et tout se passe comme si il y avait adaptation des impédances entre le plasma et le générateur.

VI-5 AUTRES TENTATIVES D'INTERPRETATION DE LA RESONANCE

D'autres essais infructueux d'interprétation de la résonance du plasma ont été entrepris à partir de différentes bases. Nous avons en particulier étudié :

- L'évolution de la conductivité du plasma en présence d'un champ magnétique statique.

- L'effet de peau anormal (pénétration du champ électrique à l'intérieur du plasma lorsque l'épaisseur de pénétration est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des électrons) en présence d'un champ magnétique statique.

Ces théories s'appliquent très difficilement à la géométrie de notre système et elles ne conduisent pas à des résultats en accord avec l'expérience.

VI-6 INTERPRETATION DE L'EXISTENCE D'UN INTERVALLE DE PRESSION DANS LEQUEL APPARAÎT LA RESONANCE

Expérimentalement, la résonance du plasma apparaît dans un domaine de pression compris entre 10 et 70 mTorr au maximum. La borne inférieure de ce domaine est indépendante de l'excitation H.F. ; par contre la borne supérieure est liée à l'amplitude du champ électrique H.F. La borne supérieure est d'autant plus haute en pression que le champ électrique (ou la puissance) d'excitation est plus grand.

L'existence de la borne supérieure s'interprète facilement si l'on admet, comme dans le paragraphe VI-4, que la résonance est due à une accélération cyclotronique des électrons. La théorie linéaire (résonance fondamentale) ou non linéaire (résonance harmonique) montre qu'à la résonance la vitesse et l'amplitude du mouvement augmentent indéfiniment. Physiquement, cette accélération sera limitée, soit par le choc de la particule sur les parois de l'enceinte à décharge, soit par les collisions avec les autres particules.

Comme il nous a été impossible de résoudre théoriquement l'équation non linéaire (3), nous ne disposons pas de l'expression analytique de la vitesse, nous utiliserons, faute de mieux, une expression obtenue dans le cas de la théorie linéaire.

On montre alors que l'amplitude du mouvement de l'électron est, à la résonance, limitée par les collisions si l'inégalité suivante est satisfaite (90) :

$$a \gg \frac{eE}{m\omega v_{eo}}$$

où a est une dimension caractéristique de l'enceinte à décharge, on choisira ici $a = R$ (R , rayon de l'enceinte à décharge).

E est le champ électrique H.F. dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique $\vec{B}_S$.

Pour $f = 40$ MHz et $R = 17$ mm. on obtient l'inégalité :

$$E(\text{V/m}) \ll 2,4 \cdot 10^{-5} v_{eo} (\text{s}^{-1})$$

ou, comme v_{eo} est liée à la pression d'hydrogène p par :

$$v_{eo} (\text{s}^{-1}) = 5,9 \cdot 10^9 p (\text{Torr})$$

soit :

$$E(\text{V/m}) \ll 1,45 \cdot 10^5 p (\text{Torr}) \quad (I)$$

L'étude de l'inégalité (I) montre que pour un champ électrique H.F. donné (il faut admettre que l'amplitude du champ n'est pas fortement liée à la pression du gaz), les collisions interviennent de façon d'autant plus importante que la pression est plus élevée, ce qui justifie l'existence de la borne supérieure pour la pression.

Si l'on considère que le champ électrique est de l'ordre de 10 à 15 V/cm, l'égalité entre les deux membres de l'inégalité (I) est obtenue pour des pressions de :

$$7 \cdot 10^{-3} \text{ Torr} \quad \text{à} \quad 10 \cdot 10^{-3} \text{ Torr}$$

Si l'inégalité est d'un ordre de grandeur, la résonance doit théoriquement disparaître du fait des collisions pour p compris entre :

$$70 \text{ mTorr} \quad \text{et} \quad 100 \text{ mTorr}$$

Ces valeurs sont en accord avec les résultats expérimentaux.

L'inégalité (I) traduit d'autre part convenablement l'influence du champ électrique sur la borne supérieure du domaine de résonance. En effet, si l'inégalité (I) est satisfaite, c'est-à-dire si la résonance a disparu, on peut se replacer dans les conditions de résonance en augmentant le champ électrique E . La disparition de la résonance nécessitant alors une nouvelle augmentation de la pression.

— Une autre limite dans le développement de la résonance est donnée par la condition :

$$v_{eo} \approx \omega_c \quad (II)$$

Pour $f = 40$ MHz, la fréquence gyromagnétique à la résonance a pour valeur :

$$\omega_c \approx 5 \cdot 10^8 \text{ rad/s}$$

Pour cette valeur, l'égalité (II) est satisfaite pour $p \approx 85$ mTorr. Ce résultat est du même ordre de grandeur que celui obtenu par l'expérience.

— La limite du domaine vers les basses pressions est probablement due au fait que la résonance n'intervient que lorsque le champ électrique induit est suffisant (cf. chapitre V, § V-1-1 (8°)), c'est-à-dire lorsque la densité de particule est suffisante pour que la décharge induite commence à s'établir. Dans l'hydrogène, la décharge induite apparaît très faiblement vers 10 mTorr, ce qui coïncide avec la limite basse pression d'existence de la résonance.

VI-7 RESULTATS EXPERIMENTAUX NON INTERPRETES PAR LES THEORIES PRECEDENTES

Nous avons, avec plus ou moins de rigueur et d'hypothèses, interprété ou justifié :

- l'existence d'une résonance pour $\omega_r \approx 2\omega$.
- l'existence d'un domaine de pression à l'intérieur duquel la résonance apparaît.
- la dépendance de la limite supérieure de l'intervalle de pression avec le champ électrique ou avec la puissance H.F.

N'ont pas été interprétés, principalement les faits suivants :

- l'importance de la direction du champ magnétique statique.
- l'écart entre ω_r et 2ω ($1,8 \omega < \omega_r < 2\omega$).
- le dédoublement du pic de résonance lorsque la puissance H.F. croît.

A l'heure actuelle, nous ne voyons pas d'issue théorique abordable qui permettrait d'interpréter l'ensemble de nos résultats expérimentaux.

.....

CHAPITRE VII

INFLUENCE DE LA RESONANCE SUR LA REPARTITION DES ESPECES IONIQUES ET SUR LEURS DISTRIBUTIONS D'ENERGIE

VII-1 L'EXTRACTION DES IONS DU PLASMA

Dans l'exposé qui précède, nous avons vu que la résonance permet d'élever fortement la densité du plasma. Nous avons ainsi pensé que cette augmentation pouvait être mise à profit pour accroître le débit des sources d'ions excitées en haute fréquence.

Le débit d'une source d'ions (type H.F.) est en effet directement fonction de la densité du plasma d'où sont extraites les particules, si le système d'extraction est bien choisi.

Dans ce travail, nous n'avons pas cherché à réaliser le meilleur système d'extraction, nous nous sommes contentés d'utiliser un système d'extraction classique et nous avons cherché à mettre en évidence son influence sur la forme du spectre d'énergie des ions.

Cependant, l'intérêt lié à l'accroissement au cours de la résonance de l'intensité du faisceau d'ions sortant du plasma sera moindre si cette résonance perturbe complètement la distribution énergétique des ions extraits. On sait en effet que les décharges H.F. lorsqu'elles sont utilisées comme sources d'ions permettent d'obtenir des faisceaux dont la dispersion en énergie ΔW (largeur de la distribution à mi-hauteur) est relativement faible.

ΔW est en règle générale compris entre 10 et 50 eV. Les ions sortant de la décharge ont une énergie moyenne voisine de eV_e , V_e étant la différence de potentiel appliquée entre la sonde creuse d'extraction et l'autre électrode.

La fonction de distribution de l'énergie du faisceau d'ions issu du plasma a été étudiée à l'aide des analyseurs électrostatique et magnétique décrits au chapitre IV.

VII-1-1 L'extraction par sonde creuse polarisée

a - Mécanisme de l'extraction par sonde.

Lorsque l'on extrait des particules chargées d'un plasma, il est fondamental de remarquer que les caractéristiques du faisceau de particules extrait du plasma ne re-

présentent pas nécessairement la situation de ces particules à l'intérieur du plasma (93), (94).

Pour que les ions du faisceau soient représentatifs des ions du plasma, il faut satisfaire les conditions suivantes :

- 1 — Le libre parcours moyen λ_i des particules chargées, dans la zone d'extraction et dans l'analyseur, doit être grand par rapport à la longueur des trajectoires dans l'appareil. Cette condition est réalisée dans nos expériences.
- 2 — Le système d'extraction ne doit pas agir sur la distribution des particules dans le plasma.

D'autre part, si l'on utilise une électrode (ou sonde) d'extraction, de diamètre d , reliée à une source de tension, il faudra distinguer deux possibilités dans le processus d'extraction suivant que :

$$\begin{array}{ll} \alpha) & \lambda_i \gg \lambda_D \qquad \qquad \lambda_i \gg d \\ & (\lambda_D \text{ est la longueur de Debye}) \\ \beta) & \lambda_i \ll \lambda_D \qquad \qquad \lambda_i \ll d \end{array}$$

Dans le premier cas (α) l'extraction est dite sans collision, dans le second cas (β), l'extraction est régie par les collisions.

Si l'extraction a lieu sans collision ($\lambda_D, d \ll \lambda_i$) les ions extraits peuvent être considérés comme étant représentatifs des espèces ioniques du plasma. L'électrode d'extraction étant à un potentiel négatif, les électrons du plasma sont repoussés et il s'établit une gaine d'épaisseur λ_D . Les ions positifs sont attirés par la sonde et diffusent vers l'extérieur du plasma par l'orifice (fig. 7-1).

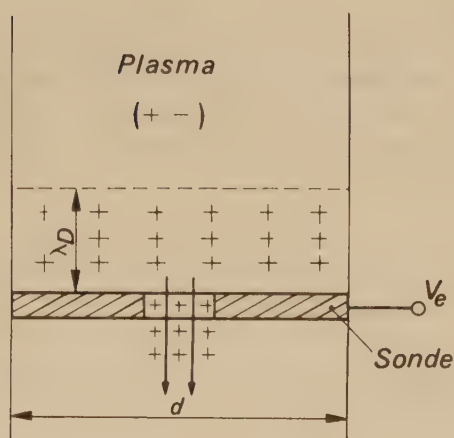


fig. 7-1

Le courant ionique correspondant à une espèce de masse m_i varie en fonction de la tension de polarisation V_e de la sonde jusqu'à la valeur du courant de saturation de densité (96) :

$$i_s = 0,61 n_e e \left[\frac{kT_e}{m_i} \right]^{1/2}$$

Cette formule est valable si $T_e \gg T_i$, ce qui est généralement le cas dans la décharge H.F.

Si l'extraction suit un processus dominé par les collisions ($\lambda_i < d$ et $\lambda_i < \lambda_D$) le faisceau d'ions recueilli n'est pas nécessairement représentatif des ions du plasma ; en effet :

Sur la distance λ_D entre le plasma et la sonde, il y a séparation partielle des charges, ce qui entraîne une variation des distributions des espèces ioniques. Le champ électrique qui résulte de cette séparation peut favoriser certains types de collisions, qui modifient ainsi la densité des espèces ioniques dans

l'espace d'extraction. D'autre part, de la condition $\lambda_i < d$, il peut résulter une modification de la distribution des vitesses.

b — L'extraction sur les sources d'ions du type H.F.

Dans la situation où nous sommes placés, c'est-à-dire l'extraction des ions au moyen d'un extracteur du type généralement utilisé sur les sources d'ions du type H.F. (cf. description chapitre IV), le problème théorique est complexe.

Ce système d'extraction doit fournir un courant d'ions d'intensité élevée (entre quelques centaines de micro-ampères et quelques milliampères). Il exige l'utilisation de sonde de dimensions relativement grandes (quelques millimètres) et l'utilisation de tension de polarisation V_e importante (de 500 V. à plusieurs kilovolts).

Le mécanisme d'extraction que nous avons décrit précédemment sera fortement modifié par le haut potentiel de la sonde. Le champ créé par celle-ci pénètre à l'intérieur du plasma sur une distance qui peut être importante. La frontière du plasma sera repoussée en avant de la sonde et ses dimensions dépendront des paramètres du plasma et de la tension d'extraction V_e .

De nombreuses études (54), (95), (99) ont été consacrées à la connaissance du mécanisme d'extraction dans les sources H.F. Récemment, P. Benoît Cattin (95) a effectué un travail important sur cette question. Les principales conclusions que l'on peut tirer de ces travaux sont les suivantes :

Un plasma H.F. est un volume équipotentiel (123) dont le potentiel (appelé potentiel plasma) n'est pas fixé. Le système d'extraction (cf. fig. 7-2) pourra donc être assimilé à une sonde double flottante. Dans le chapitre V, 2^e partie, nous avons vu que le potentiel du plasma prend une valeur telle que la somme des courants électronique et ionique recueillis par la sonde double est toujours nulle.

Si la cathode (sonde creuse) est portée à un potentiel très négatif par rapport à l'anode, la sonde travaillera à la saturation ionique, l'anode sera à un potentiel voisin du potentiel du plasma. Il s'en suit que la presque totalité de la chute de potentiel (soit V_e) a lieu entre le plasma et la sonde d'extraction dans une gaine chargée positivement (fig. 7-2).

Bohm (79) a montré que la stabilité de la gaine exige que le plasma et la gaine soient séparés par une région très mince dite région de transition limitée par une surface Σ . Dans cette zone de transition, le potentiel subit une variation ΔV égale à :

$$\Delta V = \frac{kT_e}{2e}$$

La surface limite Σ joue le rôle de surface émissive des ions positifs. La forme de la surface Σ dépend de la différence de potentiel appliquée V_e et de la forme de la sonde. Pour une sonde plane limitée par un cercle, la surface Σ est pratiquement sphérique (ceci peut être contrôlé visuellement, la luminosité de la gaine étant différente de celle du plasma). La gaine modifiera son épaisseur (Σ modifiera son rayon) en fonction de la tension V_e de façon que le courant qui la traverse soit contrôlé par la charge d'espace.

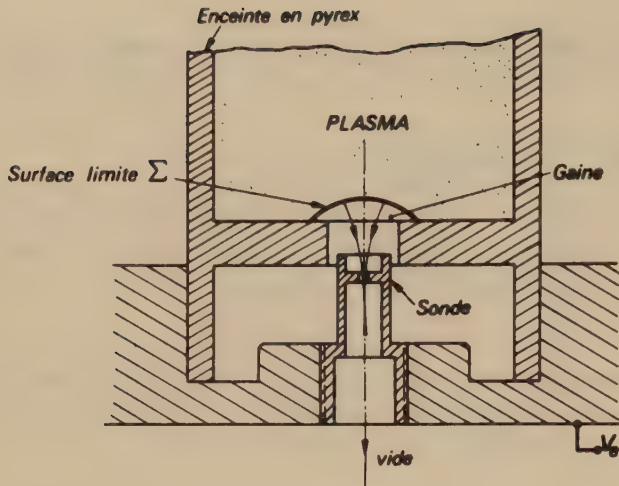


fig. 7-2

Si la température ionique T_i est faible par rapport à la température électronique T_e (c'est le cas de nos expériences) et si de plus les dimensions des sondes ne sont pas trop grandes ($\lambda_i \sim d$), des ions positifs monoénergétiques arrivent à la lisière du plasma (Allen et coll. (96)). La densité de courant i_+ sur la surface limite Σ est donnée par :

$$i_+ = 0,61 n_i e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad n_i = n_e$$

(en unités c.g.s, u.e.s).

Lorsque le plasma contient plusieurs espèces ioniques, la densité totale du courant ionique i_{+T} est donnée par la superposition des densités de courant individuelles.

$$i_{+T} = \Sigma i_+$$

Les ions positifs sont accélérés dans la gaine vers la sonde, à partir de la surface limite Σ , par le champ électrique créé par cette sonde. La densité de courant maximum j_+ qui peut traverser la gaine est contrôlée par la charge d'espace. Cette densité de courant j_+ a été calculée par Langmuir (97) pour une gaine sphérique :

$$j_+ = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{(V_e)^{3/2}}{D^2} \left\{ 1 + \frac{8}{5} \frac{D}{r} \right\} \quad (\text{c.g.s. u.e.s})$$

Dans cette formule :

D est l'épaisseur de la gaine.

r le rayon de la surface limite de la gaine côté plasma.

Les dimensions de la gaine vont s'ajuster de manière à ce que le courant de densité i_+ traversant la surface Σ , soit équivalent au courant de densité j_+ limité par la charge d'espace.

Le courant qui pourra effectivement être extrait de la décharge sera en outre limité par les caractéristiques géométriques du canal de la sonde creuse. En supposant une focalisation des trajectoires ioniques optimum à l'intérieur du canal, Spanderberg (98) a montré que le courant maximum I qui peut traverser le canal de longueur l et de rayon r_0 est :

$$I = 0,9 \frac{(V_e)^{3/2}}{\sqrt{m_i}} \left[\frac{r_0}{l} \right]^2$$

Dans cette formule m_i est la masse de l'ion considéré, en unité de masse atomique.

Dans l'hypothèse où le système d'extraction se comporte comme une sonde sphérique de diamètre $d = 5 \text{ mm.}$, P. Benoît Cattin (95) a calculé les dimensions de la gaine ionique pour un plasma caractérisé par :

$$T_e = 7 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K} \quad \text{et} \quad n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

Il obtient une gaine de 11 mm. de rayon pour $V_e = 1500 \text{ Volts}$ et 16 mm pour $V_e = 5000 \text{ Volts.}$

L'épaisseur de la gaine évolue suivant une loi en $V_e^{1/2} T_e^{-1/6} n_e^{-1/3}$

Ce même auteur (95) a montré qu'il n'y avait pas lieu de tenir compte de l'ionisation qui pourrait apparaître dans le plasma du fait de l'existence d'électrons secondaires issus de la cathode. Sous l'impact des ions, extraits du plasma et accélérés dans la gaine vers la sonde, des électrons secondaires sont émis par celle-ci. Ces électrons sont à leur tour accélérés dans la gaine vers le plasma, on peut alors supposer qu'ils entraînent des modifications du plasma et de la gaine (neutralisation de la charge d'espace par exemple). Le calcul montre que ces perturbations ne sont pas significatives et peuvent donc être négligées.

c – Influence de l'extraction sur les spectres d'énergie.

Pour bien comprendre l'influence du dispositif d'extraction sur les fonctions de distributions des énergies des différentes espèces ioniques, il est nécessaire de pouvoir examiner chaque distribution d'énergie séparément.

Les méthodes qui utilisent un dispositif d'analyse à champ retardateur ou un analyseur électrostatique ne conduisent qu'à la distribution intégrale ou globale de toutes les espèces ioniques issues de la décharge.

L'étude des distributions des énergies pour chaque type d'ion doit se faire au moyen d'un analyseur magnétique.

L'analyseur magnétique décrit au chapitre IV, § IV-5-1 permet d'obtenir avec une précision et une résolution suffisantes les distributions des trois principales espèces d'ions positifs de l'hydrogène soient : H_1^+ le proton, H_2^+ , H_3^+ .

Pour des conditions classiques d'excitation de la décharge H.F. l'intensité du courant sur le détecteur en fonction du champ magnétique est donnée pour chaque espèce d'ions, par l'enregistrement reproduit sur la figure 7-3.

Ces enregistrements ne représentent pas exactement la distribution des énergies. Pour qu'il en soit ainsi, il faut les transformer suivant la méthode indiquée au chapitre IV, § IV-5-3.

La figure 7-4 montre les fonctions de distribution des énergies obtenues après correction.

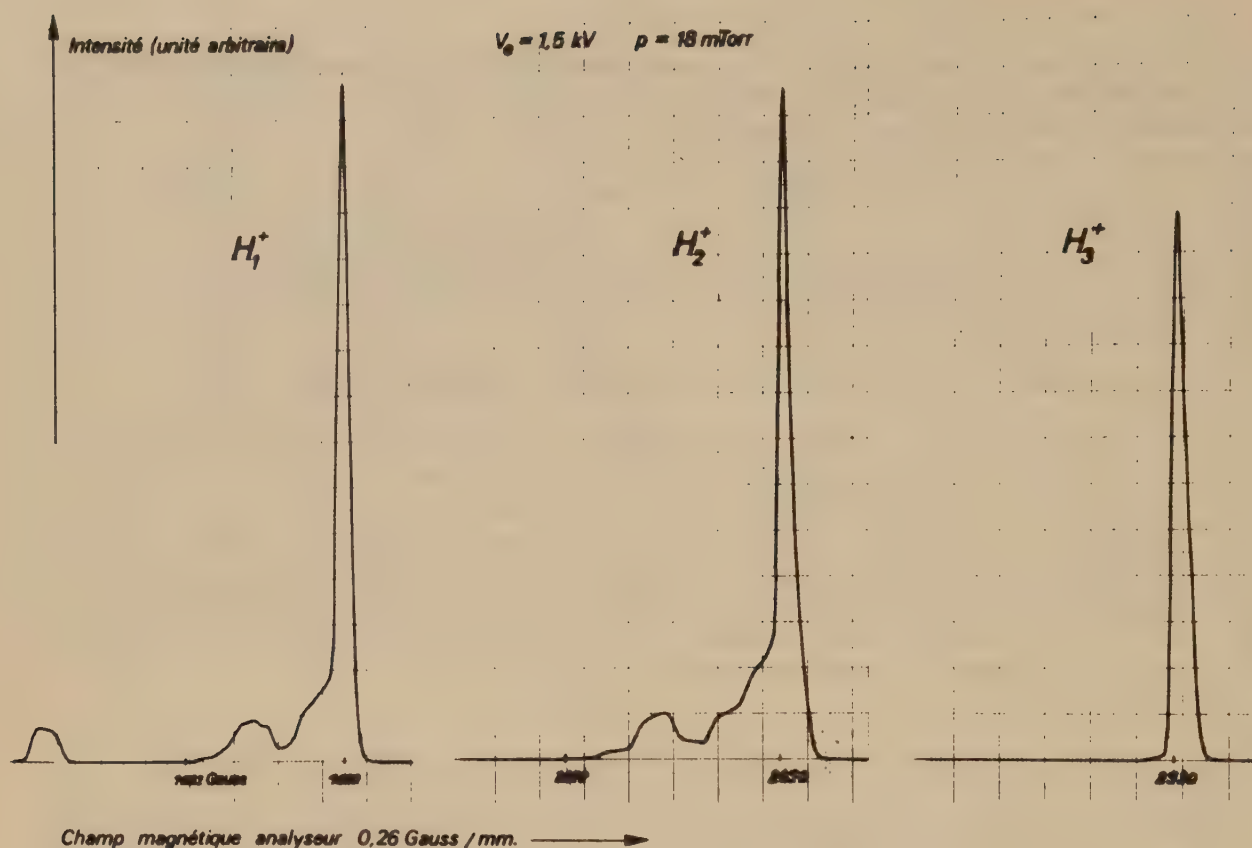


Fig. 7-3

Ces courbes de distribution présentent des différences entre elles. Elles possèdent toutes un pic relativement étroit situé à une énergie voisine de eV_e (V_e tension de polarisation de la sonde d'extraction). Par exemple, sur la figure 7-3, les pics correspondent à une énergie de 1370 eV alors que $eV_e = 1500$ eV. Ces pics ne sont pas symétriques par rapport au sommet ; ils s'étendent du côté des hautes énergies.

Les distributions de H_1^+ et H_2^+ possèdent un spectre secondaire continu qui précède le pic. Le spectre secondaire de H_2^+ a une forme et une étendue identique à celui de H_1^+ . Ces spectres secondaires débutent au voisinage de l'énergie $0,5E(\text{pic}) \approx 0,5 eV_e$.

La distribution de H_3^+ est pratiquement dépourvue de spectre secondaire, quels que soient les paramètres de l'extraction.

La forme de ces spectres secondaires est fonction de la tension d'extraction V_e , mais leur étendue en énergie est toujours du même ordre de grandeur par rapport à V_e .

La dépendance de ces spectres secondaires vis-à-vis de la tension d'extraction V_e semble montrer qu'ils correspondent à des réactions qui ont lieu dans la gaine, devant la sonde creuse.

La connaissance de la structure de la gaine va nous permettre d'interpréter les courbes de distribution d'énergie.

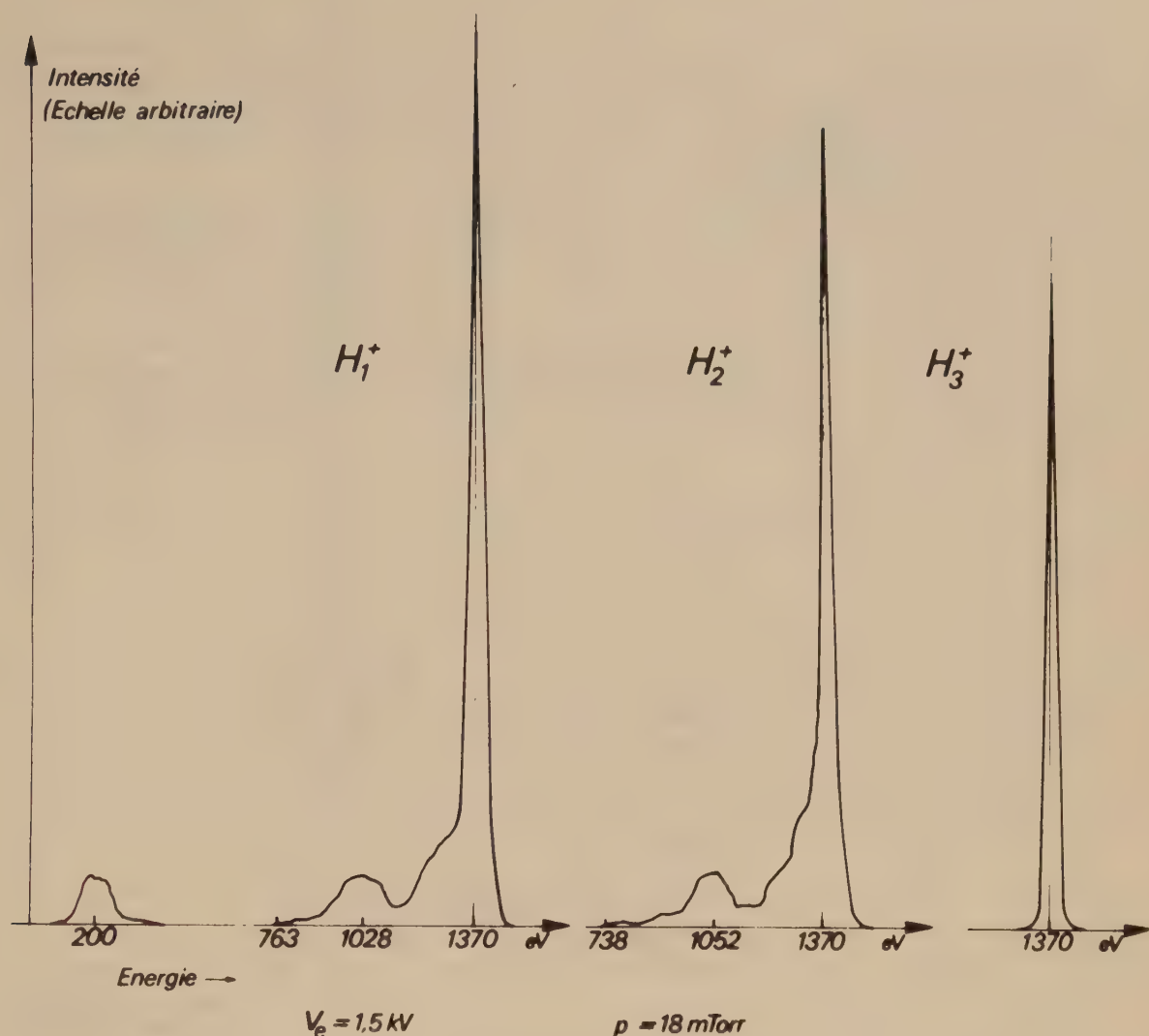


fig. 7-4

Nous avons vu que la quasi-totalité de la tension d'extraction (V_e) appliquée entre l'anode et la sonde creuse se retrouvait entre la surface Σ , assurant la transition entre plasma et gaine, et la sonde. Il est donc parfaitement logique de considérer qu'une particule chargée quittant le plasma et atteignant la frontière Σ sans vitesse initiale, acquièrera une énergie de l'ordre de eV_e dans la gaine, si elle n'y subit pas de collisions avec les molécules de gaz neutre.

Les pics de H_1^+ , H_2^+ et H_3^+ se situent à des énergies voisines de eV_e ; on peut donc admettre qu'ils correspondent à des particules issues du plasma qui ont traversé librement la gaine cathodique. (Nous donnerons plus loin une interprétation du petit écart qui existe entre l'énergie correspondant au pic et eV_e).

Si l'on admet le raisonnement précédent, il faut considérer qu'il n'y a pas de formation d'ions H_3^+ dans la gaine et que les ions recueillis proviennent directement du plasma. Ce résultat sera confirmé par l'examen des sections efficaces des réactions conduisant à H_3^+ .

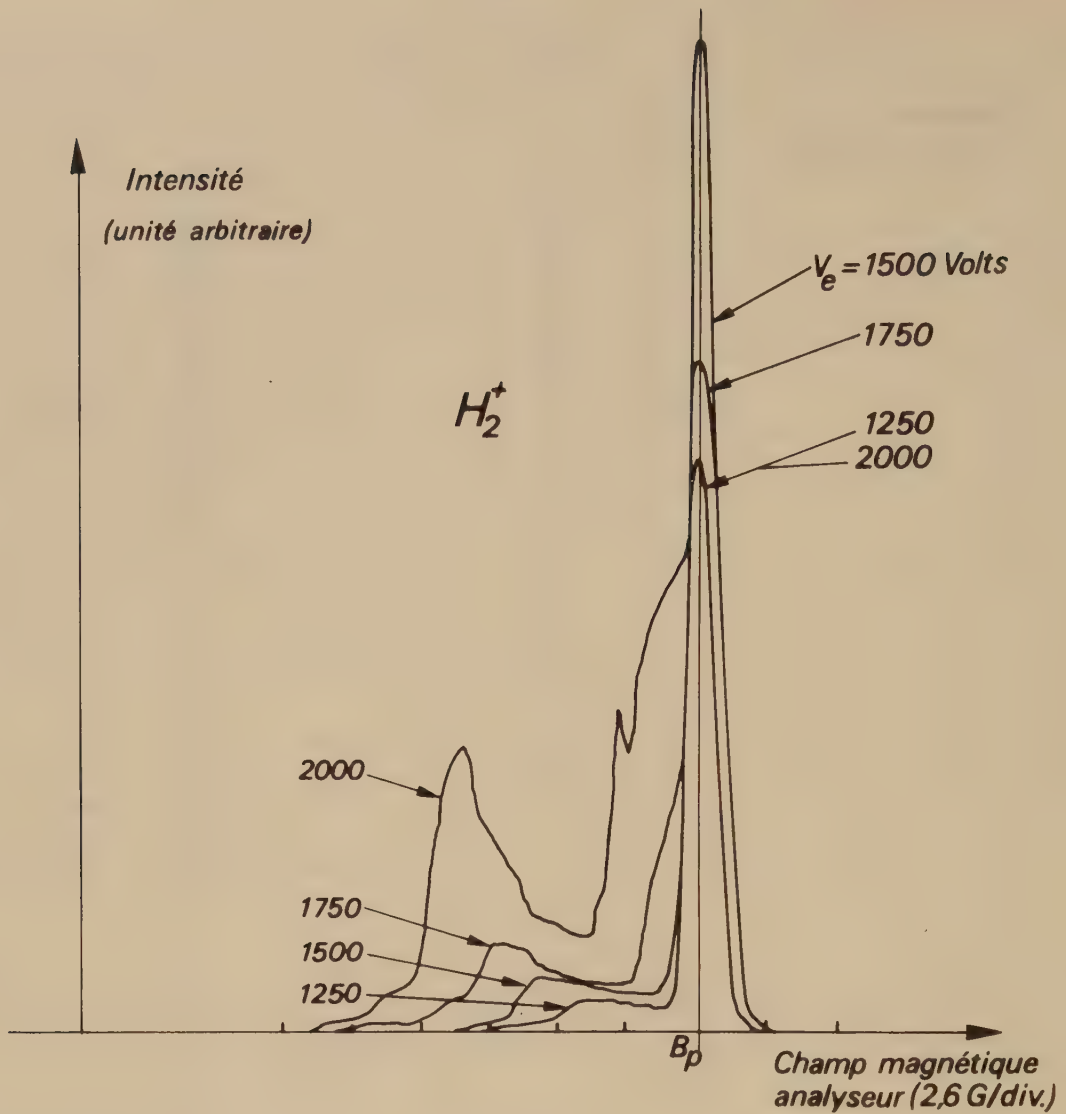


fig. 7-5

Le rôle de la tension d'extraction sur la forme des spectres secondaires est clairement montré par la figure 7-5, pour l'ion H_2^+ (le spectre de H_1^+ évolue de la même manière mais moins vite que celui de H_2^+).

Sur la figure 7-5, on remarque que pour une tension d'extraction V_e de 2000 Volts, le pic de H_2^+ est presque masqué par le spectre secondaire ; ceci permet de juger de l'importance que peuvent prendre les phénomènes d'extraction dans la distribution de l'énergie.

Il importera donc d'être extrêmement prudent lors des conclusions sur le caractère monocinétique et mono-ionique des faisceaux extraits d'un plasma H.F. d'hydrogène par cette méthode d'extraction.

La construction et la géométrie du dispositif d'extraction joue vraisemblablement un rôle important dans ce phénomène. On peut sans doute concevoir un dispositif qui permette de réduire au minimum les spectres secondaires.

L'existence de ces spectres a été signalée par plusieurs auteurs (99); (100), (101), (102). P. Benoît Cattin (95) a étudié ces spectres, principalement dans l'hélium, au moyen d'un analyseur électrostatique. Cette méthode n'est pas applicable à l'hydrogène puisqu'il existe dans la décharge plusieurs espèces d'ions.

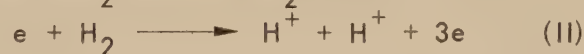
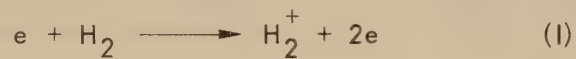
Les spectres secondaires prenant naissance dans la gaine, nous avons essayé de les interpréter en examinant les différentes réactions qui peuvent avoir lieu dans la gaine, et principalement :

- les réactions dûes aux électrons secondaires émis par le métal de la cathode sous l'impact des ions incidents accélérés dans la gaine ;
- les réactions entre les ions incidents et les atomes neutres du gaz présents dans la zone d'extraction.

Etudions successivement ces deux sortes de réactions.

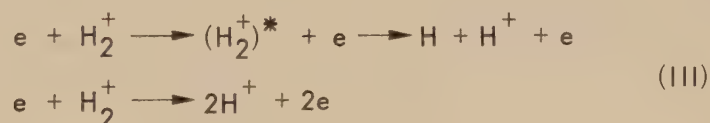
d — Réactions dûes aux électrons secondaires émis par la cathode.

La focalisation du faisceau de particules issues du plasma et se dirigeant vers le canal de la sonde n'est pas parfaite, un grand nombre d'ions (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+) viennent heurter la surface de la cathode en aluminium. Cette surface métallique émet sous l'impact des ions des électrons secondaires. Ces électrons secondaires quittent le métal avec une énergie initiale faible ; ils sont ensuite accélérés vers le plasma par le fort champ électrique qui règne dans la gaine. Ces électrons sont alors capables de dissocier et de ioniser le gaz H_2 suivant les réactions :



Les courbes de la figure 7-6 montrent que les sections efficaces de ces réactions ne sont pas du même ordre de grandeur. Pour la réaction (I), la section efficace est maximum à 70 eV et vaut $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molécule}$, alors que pour la réaction (II) la section efficace est maximum à 120 eV et vaut $6.10^{-18} \text{ cm}^2/\text{molécule}$.

Les électrons peuvent aussi réagir avec les ions suivant les réactions :



La section efficace de l'ensemble de la réaction (III) est maximum pour 7 eV., sa valeur est alors $6.10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molécule}$; elle décroît rapidement et à 1 keV, sa valeur n'est plus que $4.10^{-17} \text{ cm}^2/\text{molécule}$.

Nous voyons que ces réactions sont surtout importantes aux basses énergies (en particulier les réactions (I) et (III)). Cela signifie que la zone de réaction avec un rendement notable se situera très près de la cathode ; or, comme l'a montré Löb (99), cette région n'est pas une zone focalisante pour les ions créés et beaucoup seraient perdus ; ils n'atteindront pas la sortie du canal. Ces réactions ne participent donc pas de manière importante à la création des spectres secondaires.

En conclusion, il semble que le spectre secondaire dû aux réactions provoquées par l'émission électronique secondaire de la cathode soit essentiellement un spectre à basse énergie (0-300 eV). On peut attribuer à ce phénomène la petite distribution située en avant du spectre de H_1^+ sur la figure 7-4. Son énergie moyenne est voisine de 200 eV (quel que soit V_e) et son étendue est de l'ordre de 120 eV.

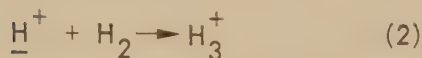
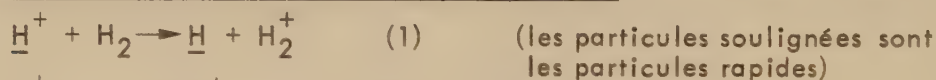
Remarque : On pourrait aussi tenir compte d'un phénomène de multiplication de charge dans le champ électrique E de la sonde (103). Ceci suppose d'une part la connaissance des coefficients γ d'émission secondaire de l'aluminium sous l'impact des ions H_1^+ , H_2^+ et H_3^+ , pour des énergies de l'ordre de quelques kiloélectron-volts, d'autre part il faudrait connaître le premier coefficient de Townsend pour une valeur de E/p extrêmement élevée (de l'ordre de $4,5 \cdot 10^5$ V/cm.Torr).

Actuellement, on ne dispose pas des valeurs expérimentales de ces coefficients, il serait ainsi hasardeux de vouloir chiffrer cet effet d'autant que la géométrie du système est très compliquée.

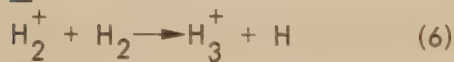
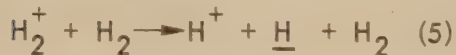
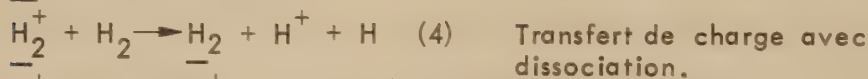
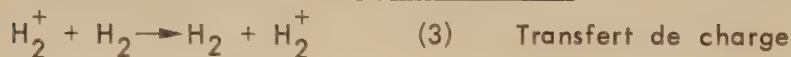
e - Réactions entre les ions incidents et les atomes du gaz neutre.

Les principales réactions qui peuvent se produire dans la zone d'extraction et qui sont dûes aux interactions entre le gaz neutre H_2 et les ions incidents sont les suivantes :

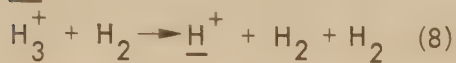
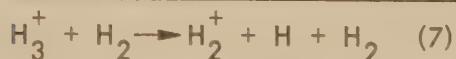
- Réactions entre les protons H_1^+ et le gaz H_2



- Réactions entre les ions H_2^+ et le gaz H_2



- Réactions entre les ions H_3^+ et le gaz H_2 .



A cette énumération il faudrait ajouter un certain nombre de réactions qui conduisent à l'ion négatif H^- . Ces réactions ont des sections efficaces très petites par rapport aux réactions précédentes ; il n'y aura pas lieu d'en tenir compte.

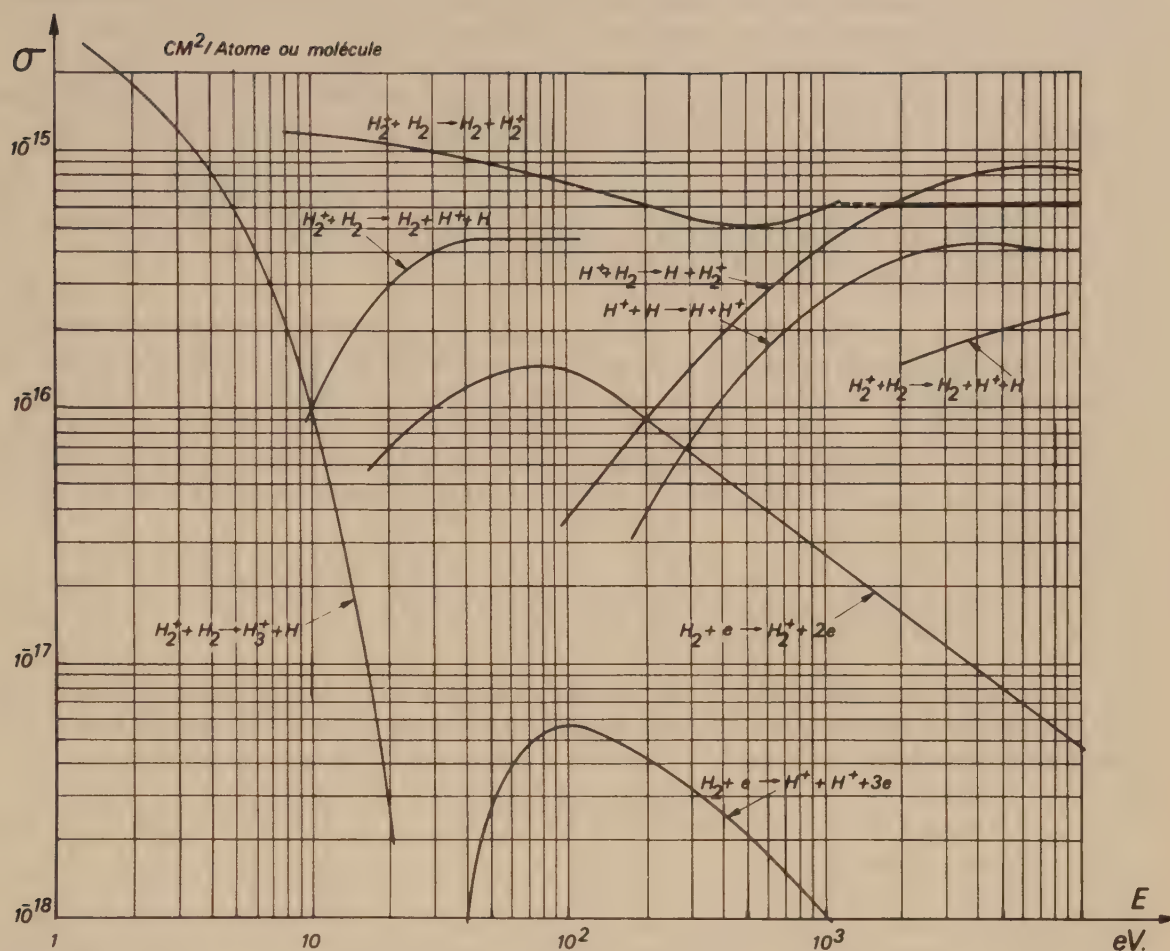


fig. 7-6

Les sections efficaces des différentes réactions ion-molécule H_2 ont des valeurs fort différentes, ce qui nous permet de retenir seulement les réactions prépondérantes. Le domaine d'énergie à considérer pour la particule incidente est compris entre zéro et quelques kilovolts (3 à 5 au maximum), c'est le domaine d'énergie des particules dans la gaine. La figure 7-6 donne une vue d'ensemble des sections efficaces pour la plupart des réactions ci-dessus.

A l'examen de la figure 7-6, nous constatons que dans le domaine d'énergie 0 - 3 keV. c'est la réaction (3), l'échange de charge, qui a pour toute valeur de l'énergie, la plus forte section efficace (σ_3 est comprise entre $5 \cdot 10^{16}$ et $1,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^2/\text{molécule}$ (25), (104), (105). Ensuite viennent les réactions (4-5) (106), puis la réaction (1) (107), dont la section efficace σ_1 augmente avec l'énergie dans le domaine considéré.

La réaction (6) qui conduit à l'ion H_3^+ n'a une section efficace importante qu'aux basses énergies (108) (en-dessous de 10 eV.). Cette réaction a donc peu de chance de se produire dans la gaine où les ions incidents H_2^+ acquièrent très vite de l'énergie.

Il en est de même des réactions (7) et (8) ; Mac Clure (108) a montré que les sections efficaces de ces réactions ne deviennent appréciables que pour des particules incidentes dont l'énergie est supérieure à 10 keV.

Il apparaît ainsi que l'on peut se limiter aux réactions (3), (4-5) et (1) pour interpréter les collisions ions incidents - molécules dans l'espace d'extraction.

Dans les réactions (1), (3), (4), les particules neutres formées sont des particules rapides possédant une énergie voisine de celle du projectile, par contre les ions formés ont des énergies quasiment nulles.

Dans la réaction (5), dès que l'énergie des particules incidentes dépasse une centaine d'électron-volts, le proton et l'atome H formés ont une énergie très voisine de la moitié de l'énergie de la particule incidente (25).

Ces considérations sur les sections efficaces des réactions possibles vont nous permettre de comprendre certaines particularités des spectres d'énergie de H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ .

f - Interprétation du spectre secondaire de H_1^+ .

Seules les réactions (4) et (5) conduisent à H_1^+ . Les sections efficaces de ces deux réactions sont à peu près équivalentes dans tout le domaine d'énergie considéré ($\sigma_4 \approx \sigma_5$).

L'examen du spectre secondaire de H_1^+ (fig. 7-4) semble indiquer que la réaction (5) est prépondérante.

On remarque en effet que le spectre secondaire de H_1^+ débute toujours au voisinage d'une énergie de $0,5 \text{ eV}_e$ et s'étend jusqu'au pic (ceci quel que soit eV_e). Par exemple, sur la figure 7-4, $V_e = 1500 \text{ volts}$, le spectre de H_1^+ débute vers 760 électron-volts. Ce résultat laisse supposer que les particules créées ont, au moment de leur création, une énergie initiale comprise entre 0 et $0,5 \text{ eV}_e$, ceci d'après le mécanisme suivant :

- les protons d'énergie initiale nulle sont ceux qui ont été formés près de la lisière de la gaine par les réactions (4) et (5). Ces protons sont ensuite accélérés dans la gaine vers la sonde par la différence de potentiel V_e .

- les particules d'énergie $0,5 \text{ eV}_e$ sont celles qui ont été formées très près de la sonde par les ions incidents H_1^+ d'énergie voisine de eV_e suivant la réaction (5).

- les protons d'énergie comprise entre $0,5 \text{ eV}_e$ et eV_e proviennent de collisions qui ont lieu entre les deux limites précédentes, c'est-à-dire entre la sonde et la lisière Σ de la gaine.

Le fait que l'amplitude du spectre secondaire augmente lorsque l'on s'approche du pic peut s'interpréter de la manière suivante :

La partie "haute énergie" du spectre secondaire correspond, comme nous venons de le voir, à des collisions qui ont lieu près de la lisière gaine - plasma Σ . Dans cette région, l'aire de capture de la sonde est maximum, de même que l'action focalisante du champ électrique (99). La probabilité pour que la particule formée soit extraite est donc grande.

g - Interprétation du spectre secondaire de H_2^+ .

Les réactions qui conduisent à l'ion moléculaire H_2^+ sont les réactions (1) et (3) :

La réaction (1) est beaucoup moins probable à basse énergie que la réaction (3), mais il faut tenir compte du fait que les ions incidents H_2^+ participent également aux réactions (4-5) dont la probabilité est notable. Nous verrons d'autre part, que dans les conditions normales de fonctionnement, les ions H_2^+ sont moins nombreux que les protons dans une décharge H.F.

Les réactions (1) et (3) créent des ions lents, ces ions seront à leur tour accélérés dans le champ électrique de la sonde à partir de leur point de création. L'énergie de ces ions pourra ainsi varier, suivant le point de formation, de eV_e à zéro.

La figure 7-4 montre le spectre secondaire de H_2^+ . L'amplitude de ce spectre tend à augmenter des basses énergies vers les hautes énergies. Cet accroissement peut s'interpréter de la même manière que pour H^+ , par la variation de l'aire de capture de la sonde.

L'influence de la tension d'extraction V_e sur l'amplitude du spectre secondaire de H_2^+ , peut s'interpréter en partie d'après les résultats du calcul de la probabilité d'échange de charge des ions incidents H_2^+ lors de leur trajet dans la gaine.

La probabilité P_N pour qu'un ion incident H_2^+ subisse N échanges de charge sur le trajet de longueur l est (95), en supposant la section efficace σ_3 constante en fonction de l'énergie :

$$P_N(l) = \frac{1}{N!} (\sigma_3 n_0 l)^N e^{-(\sigma_3 n_0 l)}$$

σ_3 a une valeur moyenne de $8.10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molécule}$ entre 0 et 5 keV.
 n_0 est la densité des molécules cibles, c'est-à-dire la densité du gaz H_2 .

Nous avons vu que pour une tension d'extraction $V_e = 1,5 \text{ kV}$. l'épaisseur l de la gaine est de l'ordre de 10 mm, pour $V_e = 5 \text{ kV}$. cette épaisseur est portée à 16 mm.

Dans ces conditions, pour une pression de 3.10^{-2} Torr , la probabilité P_N pour avoir N échanges de charge est : (tableau 7-1).

N	0	1	2	3	4
P_N l = 11 mm. ($V_e = 1,5$ kV)	0,63	0,29	0,07	0,002	$< 10^{-3}$
P_N l = 16 mm. ($V_e = 5$ kV)	0,48	0,35	0,13	0,03	$< 10^{-2}$

$$n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$kT_e = 7 \text{ eV.}$$

Ce tableau indique que la probabilité d'échange de charge augmente avec les dimensions de la gaine, donc pour un plasma de caractéristiques constantes, avec la tension d'extraction. Le spectre secondaire de H_2^+ doit donc augmenter.

La figure 7-5 montre que le spectre secondaire de H_2^+ suit bien cette évolution en fonction de V_e .

h - Spectre secondaire de H_3^+

Les réactions (2) et (6) conduisent à l'ion H_3^+ (110). Les sections efficaces de ces réactions ne sont appréciables qu'aux très basses énergies (cf. chapitre II, § II-6). Le spectre secondaire de H_3^+ devrait être ainsi pratiquement inexistant, les collisions intervenant dans la gaine étant toujours des collisions entre une particule relativement rapide et les molécules d'hydrogène.

Le résultat expérimental de la figure 7-4 est bien en accord avec cette proposition. Avec les tensions d'extraction utilisées, la distribution d'énergie des ions H_3^+ a la forme d'une raie étroite. Il faut atteindre des tensions d'extraction élevées (supérieures à 3 kV.) et des pressions d'hydrogène importantes (de l'ordre de 0,1 Torr) pour qu'apparaisse un petit spectre secondaire dont l'étendue et l'amplitude sont sans rapport avec les spectres secondaires de H_1^+ et H_2^+ .

Remarque : Nous venons de considérer seulement l'influence des ions produits par les réactions (1) à (8). On peut penser que les particules neutres produites, qui sont le plus souvent des particules rapides, peuvent ioniser à leur tour le gaz H_2 (réaction de stripping). Par exemple :



Les sections efficaces de ces réactions sont probablement petites (111), (112) (inférieures à $5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2 \text{ molécule}$), on pourra négliger ces réactions par rapport aux précédentes.

i - Vérification des résultats obtenus.

Les distributions d'énergie étudiées précédemment ont été obtenus au moyen d'un analyseur magnétique ; c'est un appareil complexe et important. Les ions suivent un long trajet (2 mètres environ) avant d'atteindre le détecteur. Il est logique de se demander si cet appareillage n'entraîne pas une distorsion importante des courbes de distribution, bien que les résultats obtenus soient en plusieurs points en accord avec ceux d'autres auteurs (95), (99), (100).

Pour lever ce doute, nous avons effectué au moyen de l'analyseur électrostatique décrit au chapitre IV, § IV-5-2, une analyse globale en énergie des ions issus de la décharge. L'appareillage est alors beaucoup plus simple et le trajet des ions dans le système est seulement de l'ordre de 30 cm., aucune tension auxiliaire n'est utilisée pour focaliser ou accélérer le faisceau d'ions. On peut espérer que dans ce cas la perturbation de la distribution d'énergie est minime.

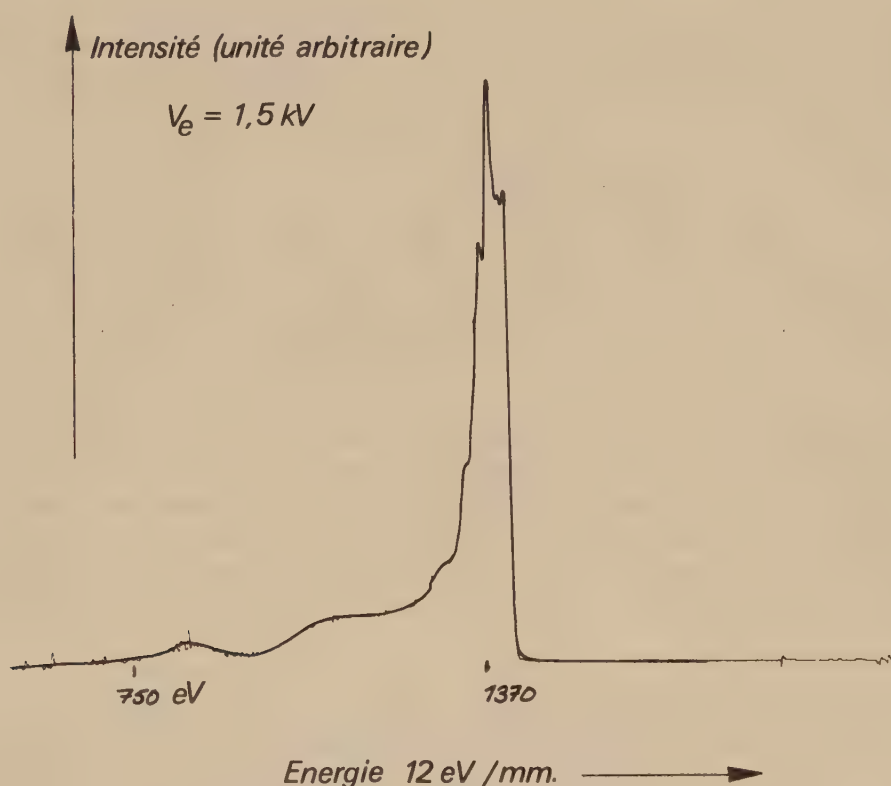


Fig. 7-7

Le résultat de cette analyse est donné par la figure 7-7. En ordonnée est portée l'intensité recueillie sur le détecteur. Pour obtenir la distribution d'énergie, il faut transformer la courbe obtenue (chapitre IV, § IV-5-3 (2°)). Après transformation, on obtient (fig. 7-8) la courbe de distributions des énergies de l'ensemble des ions positifs de la décharge, soient H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ .

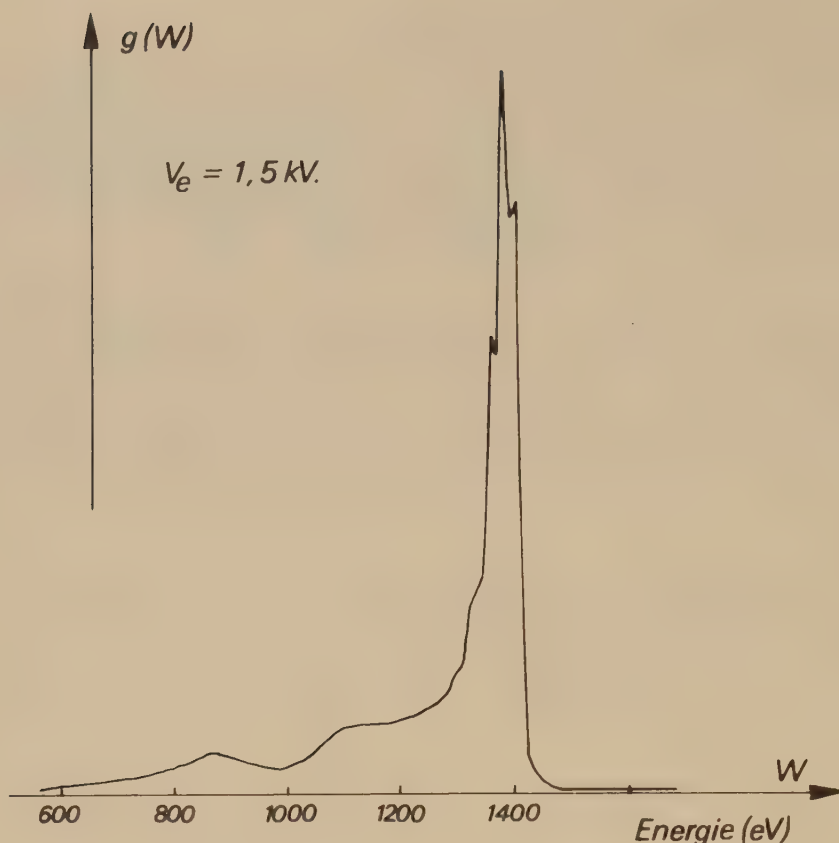


Fig. 7-8

La distribution obtenue présente un spectre secondaire, en avant du pic, dont l'étendue et la forme se rapprochent de ceux obtenus individuellement pour H_1^+ et H_2^+ . On remarque l'apparition de plusieurs sommets dans le pic principal, ceci semblerait indiquer que les ions H_1^+ , H_2^+ , H_3^+ issus du plasma, n'ont pas exactement la même énergie moyenne. La dispersion du pic principal est du même ordre de grandeur que celles obtenues pour chaque espèce d'ions séparément.

j — Conclusion

Les résultats obtenus étant reproductibles et les deux méthodes d'investigation conduisant à des résultats comparables, nous pouvons conclure que les courbes obtenues représentent bien les distributions d'énergie des ions extraits de la décharge H.F. au travers de la gaine.

Ces résultats complètent et précisent ceux obtenus, pour l'hydrogène, par P. Benoît Cattin (95) et par H. Löb (99). Le premier de ces auteurs utilisait une méthode d'analyse incapable de séparer les diverses espèces d'ions positifs de l'hydrogène, le second utilisait un analyseur magnétique de très faible résolution.

VII-2 INFLUENCE DES DIVERS PARAMETRES DE LA DECHARGE SUR LA DISPERSION D'ENERGIE ET LES PROPORTIONS DES ESPECES IONIQUES, EN DEHORS DE LA RESONANCE

Les résultats des paragraphes précédents ont permis de montrer que la distribution de l'énergie des ions issus de la décharge se présentait sous la forme d'une raie précédée ou non d'un spectre secondaire.

Nous avons montré comment l'origine de ce spectre pouvait être attribuée aux phénomènes de collisions qui prennent naissance dans la gaine située devant la sonde. La raie pouvait alors être considérée comme étant caractéristique des ions issus du plasma.

Nous allons maintenant nous intéresser à cette raie en étudiant son évolution en fonction des divers paramètres de la décharge. La raie de la distribution sera caractérisée par sa dispersion en énergie et par son aire.

On appellera dispersion d'énergie ΔW , la largeur à mi-hauteur de la raie. Les intensités (en valeurs relatives) des différents courants d'ions seront obtenues en mesurant à l'aide d'un intégrateur les aires des différentes distributions, en tenant compte à chaque fois des facteurs de corrections introduits au chapitre IV, § IV-5-3-1°.

VII-2-1 Etude de la dispersion

L'étude de la dispersion d'énergie du pic principal a été entreprise par plusieurs auteurs (67), (99), (100), (113), ceci en dehors de la résonance, sauf pour J. Williams qui donne quelques résultats obtenus à la résonance. Les résultats obtenus par divers auteurs sont souvent contradictoires.

Au début de l'étude des sources d'ions utilisant une décharge H.F. on pensait que les ions, en raison de leur masse élevée, ne subissaient aucune perturbation de la part du champ électrique H.F. Leur énergie étant uniquement celle due à l'agitation thermique correspondant à une température de quelques centaines de degrés Kelvin. La dispersion d'énergie des ions issus du plasma devait donc être de quelques dixièmes d'électron-volt, au plus.

Dès les premières mesures on s'est aperçu que cette dispersion atteignait en fait plusieurs dizaines et même plusieurs centaines d'électron-volts suivant les conditions expérimentales. Différentes théories ont été élaborées pour justifier ces résultats (95), (114), mais la plupart des auteurs s'accordent maintenant pour dire que cette dispersion est principalement due aux trois causes suivantes :

- 1°) Les collisions entre les ions issus du plasma et le gaz neutre juste sur la lisière Σ de la gaine.
- 2°) La répartition statistique des vitesses thermiques des ions à la lisière du plasma.
- 3°) Une modulation haute fréquence de l'énergie et de l'intensité du faisceau d'ions extrait.

Nos expériences montrent que la dispersion de l'énergie est toujours très faible, de l'ordre de 20 à 60 eV.

Si l'on retient la première cause de dispersion, cela signifie que beaucoup de collisions ont lieu sur une distance très courte (sur la surface Σ). Or sur une telle distance la probabilité de collision est faible, la perturbation ne peut donc pas concerner un nombre élevé de particules dans les conditions expérimentales habituelles. Nous pourrions donc supposer que cette contribution n'intervient pas dans l'élargissement du pic.

La deuxième cause de dispersion est liée au fait que les ions atteignent la surface Σ , à la séparation gaine-plasma, avec une énergie moyenne $kT_e/2$. On peut donc s'attendre à une dispersion d'énergie $\Delta W_2 \approx kT_e/2$. Les résultats du chapitre V, § V-2-2 (2°) indiquent que dans la zone d'extraction la température électronique kT_e peut atteindre 12 eV, il lui correspond une dispersion d'énergie de l'ordre de $\Delta W_2 \approx 6$ eV.

Le dernier facteur favorisant la dispersion en énergie est dû à la pénétration du champ électrique H.F. longitudinal E_1 à l'intérieur du plasma et plus particulièrement dans la zone d'extraction. Ainsi, au champ continu, lié à la tension d'extraction V_e , se superpose un champ alternatif qui module l'énergie des ions.

Si on appelle V_1 le potentiel de ce champ alternatif dans la zone du canal d'extraction, le potentiel total est :

$$V_S = V_e + V_1 \cos \omega t$$

Cook (114) et Benoît Cattin (95) ont montré que la dispersion d'énergie ΔW_3 qui en découle pouvait s'écrire :

$$\Delta W_3 = k \frac{eV_1}{\omega D} \left[\frac{2eV_e}{m_i} \right]^{1/2} \quad (9)$$

$k = 2$ d'après (114) et 2,68 d'après (95).

D est l'épaisseur de la gaine.

V_1 est l'amplitude de la partie haute fréquence du potentiel dans la gaine ; elle peut se déduire de la mesure du taux de modulation H.F. du courant d'ions extrait de la décharge.

La dispersion en énergie ΔW du pic principal est donc la somme des dispersions ΔW_2 et ΔW_3 .

ΔW_2 évolue comme la température électronique T_e .

ΔW_3 varie suivant V_1 et $m_i^{1/2}$, mais D est fonction de $V_e^{1/2}$, $T_e^{-1/6}$ et $n_e^{-1/3}$ et à leur tour T_e et n_e sont des fonctions de V_1 et de m_i et aussi de la pression du gaz neutre.

La difficulté de l'analyse réside ainsi dans le fait qu'il est difficile de déterminer les paramètres indépendants.

Dans le cas d'une décharge H.F. capacitive, cette analyse est réalisable moyennant quelques hypothèses, la formule (9) donnant ΔW_3 est alors approximativement vérifiée.

Par contre, dans le cas d'une décharge H.F. inductive, V_1 , la partie alternative du potentiel n'est pas reliée de façon linéaire à la tension H.F. appliquée aux extrémités de la bobine excitatrice, pas plus qu'à la puissance fournie par l'oscillateur.

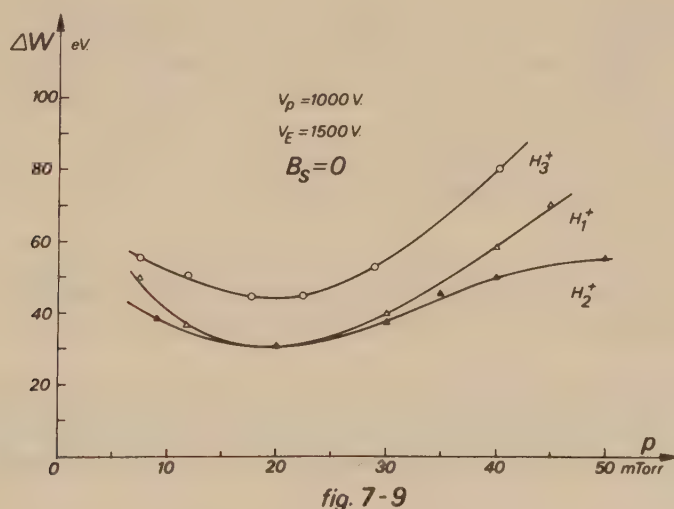
La formule (9) donnant ΔW_3 conduit avec les grandeurs propres à nos expériences, à des valeurs plausibles pour V_1 . Ainsi pour l'ion H_1^+ :

$$\begin{array}{ll} \text{si } \Delta W_3 = 30 \text{ eV} & V_1 \approx 60 \text{ Volts} \\ \text{si } \Delta W_3 = 70 \text{ eV} & V_1 \approx 130 \text{ Volts} \end{array}$$

Il serait cependant téméraire de vouloir interpréter complètement l'évolution de la dispersion au moyen de la formule (9). Nous nous contenterons d'indiquer le comportement général en fonction des divers paramètres.

1 - Influence de la pression du gaz neutre sur la dispersion.

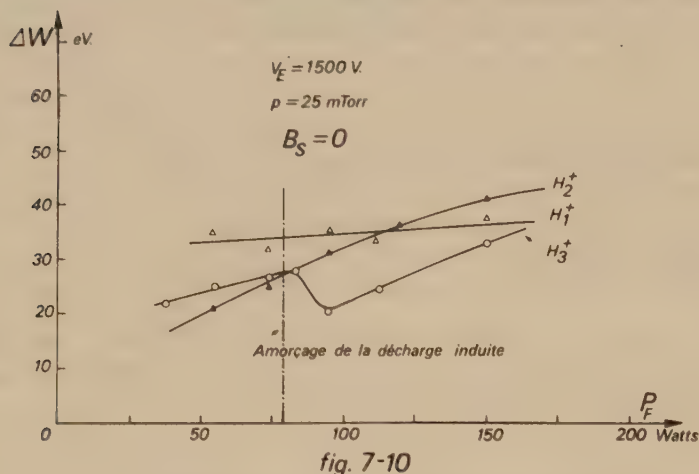
La figure 7-9 montre l'évolution de la dispersion ΔW pour chaque espèce d'ions (H_1^+ , H_2^+ , H_3^+). Sur cette figure, on remarque l'existence d'un minimum de dispersion vers 20 mTorr pour toutes les espèces ioniques. Il est curieux de noter que ce domaine de pression coïncide avec celui où le phénomène de résonance est le plus aigu.



La dispersion en énergie varie entre 30 et 80 eV pour des pressions comprises entre 5 et 50 mTorr.

2 – Influence de la puissance H.F. fournie au plasma.

La puissance que l'on considère est toujours la puissance P_F qui est fournie à l'oscillateur ; on suppose que la puissance H.F. suit la même loi de variation.



La figure 7-10 indique comment évolue la dispersion d'énergie ΔW en fonction de la puissance P_F fournie à l'oscillateur.

D'une manière générale, la dispersion a tendance à augmenter avec la puissance P_F .

Les ions H_1^+ semblent les moins influencés par l'accroissement de la puissance. On remarque sur la courbe relative aux ions moléculaires H_3^+ un décrochement au voisinage d'une puissance de

80 Watts. Cette puissance correspond précisément dans le montage utilisé, à la transition entre les deux régimes de décharge (cf. chapitre II, § II-1).

3 – Influence du champ magnétique en-dehors de la résonance.

En-dehors de la zone de résonance, c'est-à-dire pour une fréquence d'excitation de 42 MHz, entre 0 et 15 Gauss et au-dessus de 35 Gauss jusqu'au maximum 63 Gauss, le champ magnétique statique B_S a peu d'influence sur la dispersion de la raie H_1^+ . Par contre, la dispersion de la distribution de H_2^+ diminue sensiblement lorsque B_S croît.

VII-2-2 Etude de la répartition des ions

Il est intéressant de connaître la composition ionique du plasma dans la décharge et en particulier les diverses proportions entre les ions. Nous avons d'abord étudié cette répartition en-dehors du phénomène de résonance.

Pour obtenir le nombre d'ions d'une même espèce, il suffit de mesurer l'aire de la distribution d'énergie. La comparaison de ces aires (ou des intensités) nous permettra de connaître de façon approchée et relative l'évolution de la composition du plasma.

Les intensités des spectres des différents composants ioniques du faisceau sont très sensibles à la puissance H.F. fournie au plasma. C'est une conséquence de l'augmentation de la densité électronique n_e lorsque la puissance H.F. croît (cf. chapitre V, § V-2-2 (2°)).

La figure 7-11 indique l'évolution de l'intensité de H_1^+ en fonction de la puissance P_F ; cette intensité est proportionnelle au nombre d'ions. L'augmentation de la densité des protons est dans le rapport 1 à 10 lorsque la puissance P_F passe de 10 à 150 Watts.

Toutes les intensités des espèces ioniques augmentent en valeurs absolues quand la puissance P_F croît, mais dans les conditions normales de fonctionnement, l'accroissement est différent suivant les ions. C'est l'intensité de H_1^+ qui augmente de la façon la plus remarquable. Il sera ainsi nécessaire lorsque l'on veut utiliser une décharge H.F. inductive comme source intense de protons, d'employer une forte excitation haute fréquence ; on favorise ainsi la production de H_1^+ .

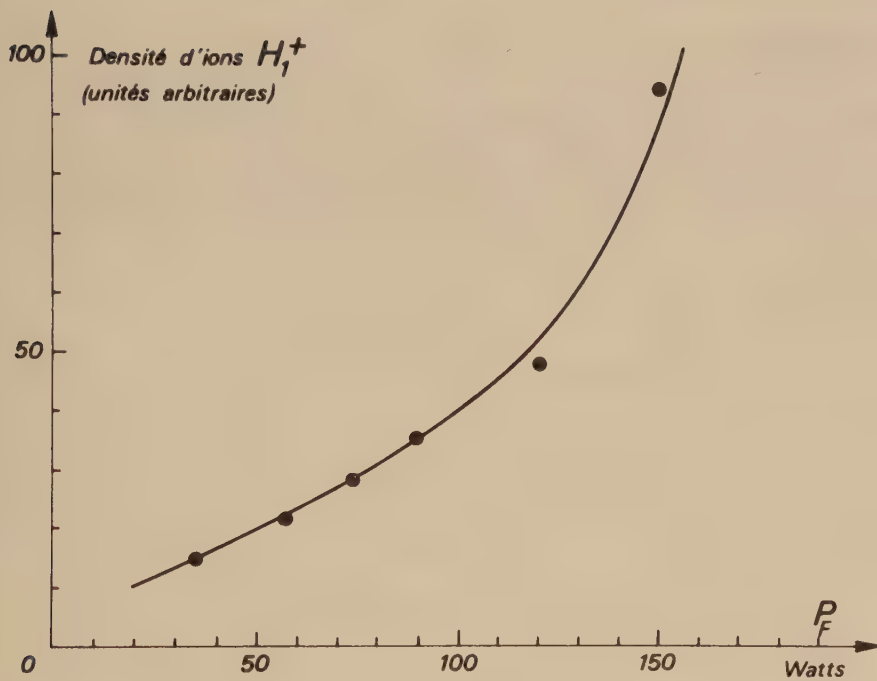


fig. 7-11

L'accroissement de l'intensité d'ions H_1^+ s'explique simplement une fois admis le processus d'ionisation en deux ou trois étapes (cf. chapitre II, § II-6-2) par l'intermédiaire de la dissociation de la molécule d'hydrogène.

L'accroissement de l'énergie des particules du plasma lorsque l'on accroît la puissance d'excitation défavorise la réaction conduisant à l'ion moléculaire H_3^+ . La section efficace de production de cet ion est en effet très sensible à un accroissement, même minime, de l'énergie de la particule incidente (cf. fig. 7-6). On doit ainsi s'attendre à une diminution relative de la densité de H_3^+ lorsque l'excitation augmente, ceci se vérifie bien expérimentalement.

La répartition des ions à l'intérieur du plasma évolue beaucoup en fonction des paramètres de la décharge. En l'absence de champ magnétique statique B_S et pour des conditions normales de fonctionnement, on obtient de façon courante la répartition suivante :

	$H_1^+ \approx 52 \%$	$H_2^+ \approx 22 \%$	$H_3^+ \approx 26 \%$
pour	$P_F \approx 150 \text{ W.}$	$V_e = 1500 \text{ V.}$	pression d'hydrogène
			$p \approx 18 \text{ mTorr.}$

Ces résultats représentent des valeurs moyennes ; ils peuvent osciller de $\pm 5 \%$ suivant les valeurs des paramètres de la décharge (p , P_F , ...). Cette répartition est

assez comparable à celle obtenue par Nagy (115). Elle est quelque peu en contradiction avec la coutume qui considère que les sources H.F. fournissent obligatoirement un fort pourcentage d'ions atomiques, affirmation souvent non contrôlée par l'expérience.

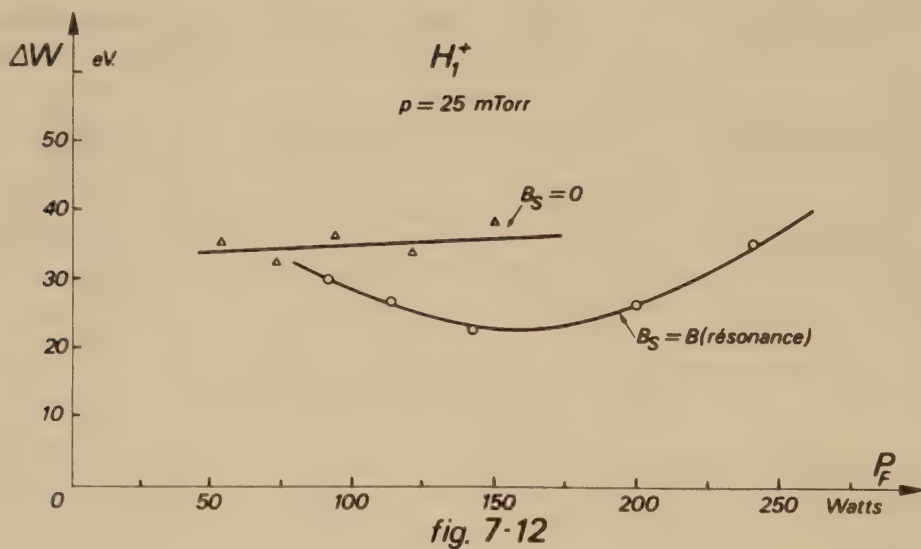
VII-3 EVOLUTION DE LA DISPERSION D'ENERGIE ET DE LA REPARTITION DES IONS EN FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE STATIQUE. CAS PARTICULIER DE LA RESONANCE

Nous avons étudié l'évolution de la dispersion ΔW et la répartition des différentes espèces d'ions de la décharge au cours de la résonance.

La plupart des résultats sont donnés pour des pressions voisines de la pression optimum de résonance, soit aux environs de 20 mTorr.

VII-3-1 Etude de la dispersion

L'étude de la dispersion du pic principal d'énergie de H_1^+ , en fonction de la puissance P_F , à l'entrée du générateur d'excitation montre (fig. 7-12) que cette dispersion passe par un minimum lorsque la décharge est à la résonance. La courbe de dispersion pour $B_S = B_r$ reste tout entière en-dessous de la courbe moyenne obtenue avec un champ nul.



Ainsi, loin d'augmenter la dispersion en énergie des protons issus de la décharge, le phénomène de résonance réduit cette dispersion.

Ce résultat peut s'interpréter au moyen de la formule donnant ΔW_3 . Cette formule montre que ΔW_3 est proportionnel à l'amplitude V_1 de la tension H.F. à la limite gaine plasma. Dans une décharge induite, cette tension est principalement due au champ longitudinal E_1 . La pénétration de ce champ à l'intérieur du plasma (49) sera d'autant plus faible que la conductivité σ du plasma est élevée. Or cette conductivité est une fonction linéaire de la densité électronique n_e qui croît beaucoup au moment de la résonance. Le champ électrique longitudinal sera donc affaibli, il en sera de même pour V_1 . ΔW_3 doit ainsi diminuer à la résonance.

Cette interprétation est confirmée par le fait que lorsqu'on opère avec une décharge blindée, la dispersion ΔW est notablement diminuée (67), (par exemple divisée par 2). Cette diminution est due à la réduction par l'écran (plus ou moins efficace) du champ électrique E_1 à l'intérieur de la décharge.

Un deuxième phénomène intervient pour expliquer la diminution de la dispersion. La dispersion due à la répartition de l'énergie des ions à la limite gaine plasma est $\Delta W_2 = kT_e/2$; or la température électronique diminue pendant la résonance, ce qui entraîne une petite réduction de la dispersion.

Contrairement au résultat obtenu pour H_1^+ , la dispersion du pic principal augmente légèrement pour les ions H_2^+ et H_3^+ .

VII-3-2 Répartition des ions dans la décharge en fonction du champ magnétique B_S

Pour juger de l'intérêt du phénomène de résonance dans l'utilisation de la décharge comme source d'ions, nous avons étudié l'évolution de la composition ionique du faisceau extrait en fonction du champ magnétique statique B_S .

L'essentiel des résultats obtenus est représenté par les courbes des figures 7-13, 7-14 et 7-15.

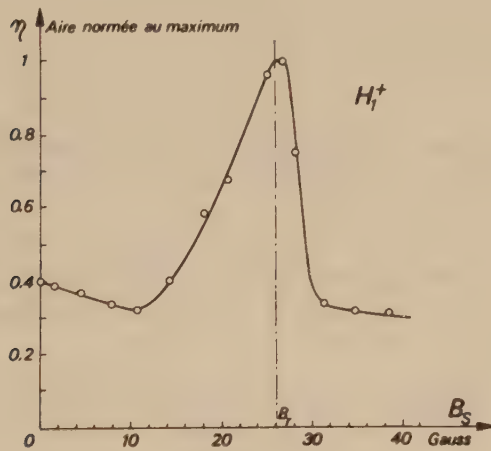


fig. 7-13

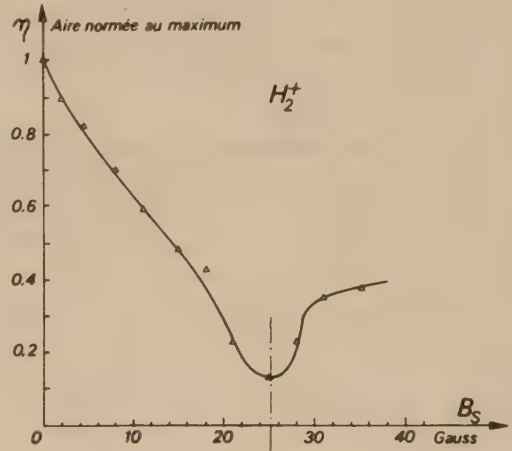


fig. 7-14

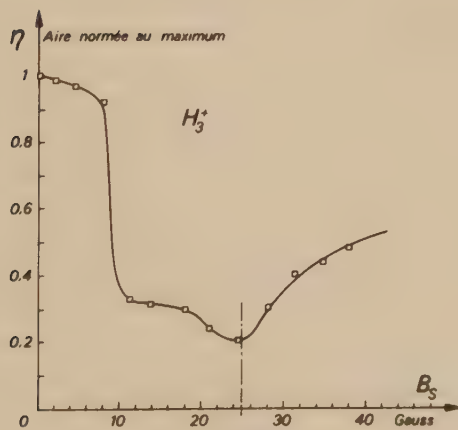


fig. 7-15

Les ordonnées ont été normées par rapport à la valeur maximum. Nous constatons sur ces figures que lorsque le champ magnétique provoque le phénomène de résonance, la densité des ions H_1^+ passe par un maximum, par contre les densités de H_2^+ et H_3^+ sont minima.

Ce résultat semble montrer que la densité de protons est directement reliée à la puissance H.F. fournie au plasma et c'est précisément à la résonance (cf. chapitre V, § V-1-1 (10°)) que le transfert de puissance entre le générateur H.F. et le plasma est optimum.

Ainsi, si on se place dans les conditions de résonance, on est assuré que le plasma contient une forte proportion de protons.

De manière courante pour un plasma en résonance et pour lequel

$$p = 18 \text{ mTorr} \quad P_F \approx 230 \text{ W} \quad V_e = 1500 \text{ V.} \quad B_S = B_r$$

la répartition des différents ions est :

$$H_1^+ \approx 84\% \quad H_2^+ \approx 9\% \quad H_3^+ \approx 7\%.$$

La densité des protons a augmenté de plus de 30 % par rapport aux résultats obtenus en dehors de la résonance.

On pourrait penser que cet accroissement de la densité de protons pouvait s'obtenir dans l'exemple précédent ($p = 18 \text{ mTorr}$), sans utiliser de champ magnétique, en augmentant la puissance H.F. fournie au plasma. Il est fondamental de remarquer que cette augmentation de la puissance n'est pas directement possible, à cette pression l'impédance de la décharge ne permet pas le transfert de puissance.

Pour obtenir ce transfert, il faudrait essayer d'adapter les impédances du plasma et de l'oscillateur (42), (43), (116). Cette adaptation ne serait cependant valable qu'à une pression donnée, l'impédance de la décharge variant avec celle-ci. Le phénomène de résonance assure lui-même ce transfert sans avoir à intervenir sur aucun des paramètres.

La résonance n'entraîne pas seulement une augmentation de la densité relative des protons par rapport aux autres ions, elle accroît de façon remarquable la valeur absolue de la densité de H_1^+ .

La figure 7-16 montre l'évolution de cette densité en fonction de la puissance P_F pour un champ B_S nul, pour une valeur du champ donnant la résonance, et pour la valeur maximum du champ (63 Gauss).

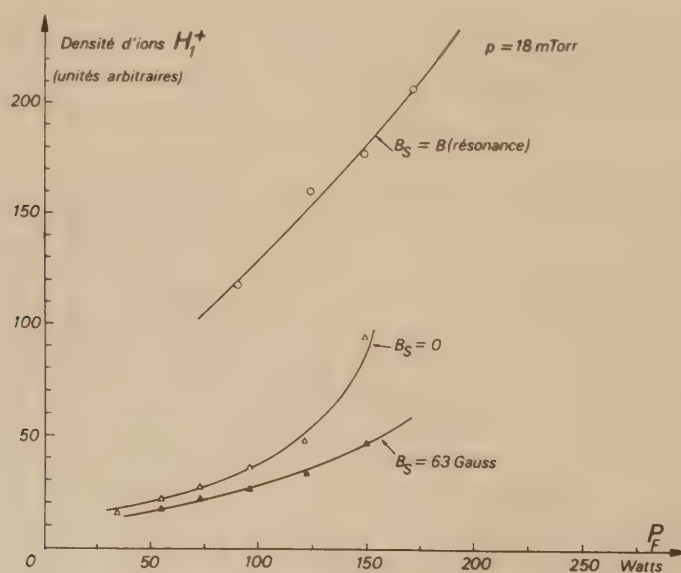


fig. 7-16

On constate sur cette figure que pour des valeurs élevées du champ magnétique statique B_S , la densité des protons tend à diminuer par rapport à la valeur obtenue en l'absence de champ statique.

VII-4 ECART D'ENERGIE

D'après l'étude du mécanisme d'extraction des ions faite au paragraphe VII-1-2, il apparaît que les particules chargées qui quittent la décharge devraient avoir une énergie voisine de celle correspondant à la tension d'extraction, soit eV_e . L'expérience montre (67), (95), (99), (100), (113), (114), que d'une façon générale, l'énergie moyenne W_e des ions issus du plasma est un peu différente de eV_e . L'écart d'énergie est w , tel que :

$$w = W_e - eV_e$$

w est positif ou négatif, son amplitude peut atteindre, suivant les systèmes considérés, plusieurs centaines d'électron-volts.

Nous nous proposons d'examiner l'influence du phénomène de résonance sur cet écart d'énergie w ; auparavant nous rappellerons l'essentiel de l'interprétation théorique de w .

VII-4-1 Résumé de l'interprétation théorique de l'écart d'énergie w

L'interprétation de l'écart d'énergie intervenant dans l'extraction des ions d'un plasma au moyen d'une sonde creuse polarisée est basée sur la théorie de la sonde double flottante (chapitre V, § V-2-1).

Pour appliquer cette théorie, on considère que l'anode et la cathode placées aux deux extrémités de l'enceinte à décharge se comportent comme deux sondes hémisphériques.

Du fait de l'existence d'un champ électrique H.F. à l'intérieur du plasma, les différences de potentiel entre le plasma et les sondes ne sont pas continues ; il faut leur ajouter une composante haute fréquence.

Le potentiel plasma à prendre en considération dans cette théorie est celui qui correspond à la définition du potentiel flottant, c'est-à-dire la différence de potentiel entre le plasma et une électrode isolée en contact avec le plasma. Dans le cas d'une décharge en H.F., le potentiel flottant V_f s'identifie à la différence de potentiel continu qui s'établit entre la sonde et le plasma de façon telle que la moyenne, sur une période de haute fréquence, du courant collecté soit nulle. Ce potentiel flottant est supposé constant dans tout le volume du plasma.

Si I_a et I_c sont respectivement les courants instantanés captés par l'anode et la cathode, on écrira que la somme des valeurs moyennes de ces courants est nulle sur une période :

$$\langle I_a \rangle + \langle I_c \rangle = 0 \quad (1)$$

Pour écrire cette équation, on suppose que la composante haute fréquence de la différence de potentiel est petite par rapport à la composante continue dans l'espace cathodique (dans la gaine devant la sonde d'extraction). On sait en effet qu'approximativement toute la tension d'extraction se retrouve entre les limites de la gaine cathodique. Par contre, la composante haute fréquence n'est plus négligeable par rapport à la composante continue dans l'espace anodique. On devra donc considérer les cas où la sonde anodique est par rapport au plasma :

— soit toujours positive, soit toujours négative, soit tantôt positive, tantôt négative.

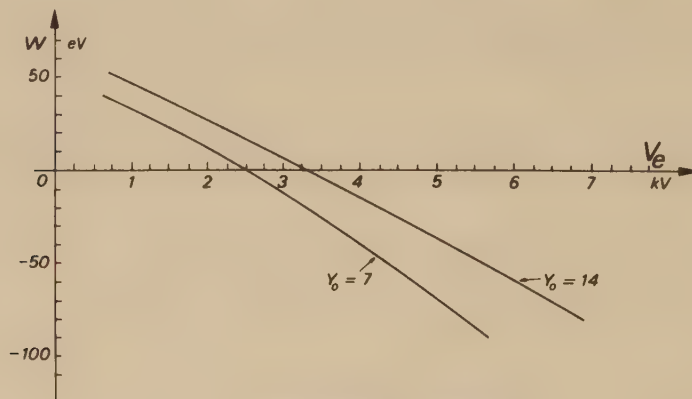
L'équation (1) fait intervenir w sous la forme :

$$w = e(V_p - V_e)$$

où V_p est le potentiel du plasma. L'équation (1) ne peut être résolue que numériquement (95), (117).

Ce calcul fait apparaître que w évolue en fonction des paramètres suivants :

— le rapport des aires de l'anode et de la cathode et, de façon plus générale, la géométrie du système d'extraction (forme du canal et de la surface isolante limitant le plasma). La figure 7-17 extraite du travail de P. Benoit Cattin montre la variation de w avec le rapport Y_0 des aires.



(d'après P. BENOIT CATTIN (85))

fig. 7-17

— la tension V_e de polarisation de la sonde. w diminue lorsque la tension V_e croît.

— la composante H.F. du potentiel plasma ; cette différence de potentiel est due en partie à la pénétration du champ électrique H.F. longitudinal E_1 à l'intérieur du plasma. L'écart d'énergie w augmente lorsque la composante H.F. croît.

— la masse des ions. w augmente avec la masse m_i .

– la densité des particules neutres n_0 dans l'enceinte à décharge. La pression p est, à température constante, fonction de n_0 . La variation de w avec p sera très faible, w augmente légèrement avec p .

La théorie précédente, que nous avons résumée, permet de rendre compte de quelques résultats expérimentaux mais elle n'est pas suffisante pour interpréter en détail l'évolution de w avec tous les paramètres de la décharge.

VII-4-2 Expérience et résultats

N'ayant pas besoin d'un pouvoir de résolution élevé pour mesurer l'écart d'énergie w nous avons abandonné l'analyseur magnétique au profit d'un analyseur électrostatique. Cet analyseur, qui a été décrit au chapitre IV, § IV-5-2 permet d'obtenir directement, sans correction, l'énergie correspondant au pic de la distribution.

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 4-18. Les ions ne sont ni focalisés, ni accélérés après leur sortie de la décharge. Un diaphragme limite l'ouverture angulaire du faisceau.

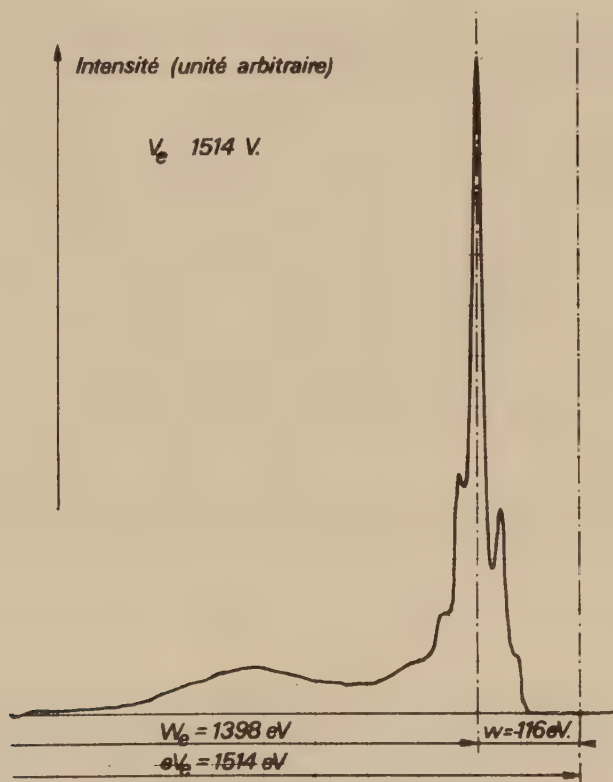


Fig. 7-17

La tension d'extraction V_e est mesurée avec une précision relative de l'ordre de $2 \cdot 10^{-3}$ au moyen d'un montage potentiométrique.

L'énergie retenue pour le calcul de l'écart d'énergie est celle correspondant au pic, s'il y a ambiguïté (existence de plusieurs pics), W_e est choisie au centre de la raie.

La figure 7-17 représente un spectre typique obtenu avec cet analyseur. Sur la raie de la distribution, nous constatons l'existence de plusieurs pics. L'analyse électrostatique étant une analyse globale (seule l'énergie des particules intervient). L'existence de plusieurs pics peut signifier que l'écart d'énergie n'est pas tout à fait le même pour chaque espèce ionique, comme le prévoit la théorie précédente.

- Influence de la tension d'extraction V_e sur l'écart d'énergie w . -

La variation de w avec la tension V_e est donnée par la figure 7-18.

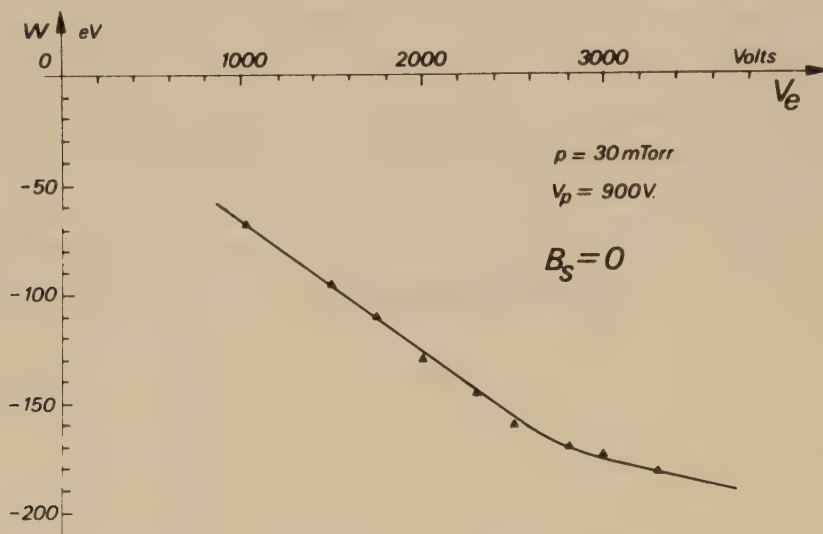


fig. 7-18

Nous remarquons que l'écart d'énergie w est toujours négatif ; il augmente en valeur absolue lorsque la tension d'extraction V_e augmente. Ce profil de variation n'est pas en désaccord avec la théorie (cf. fig. 7-16) compte tenu du fait que le paramètre Y_0 , caractéristique de la géométrie du système d'extraction, a dans notre cas une valeur très faible ($Y_0 \approx 1,2$ pour les ions H_1^+).

- Influence de la pression p sur l'écart d'énergie w . -

La courbe de la figure 7-19, donnant la variation de w en fonction de la pression a été tracée en maintenant constante la différence de potentiel aux bornes de la bobine d'excitation. La valeur du champ électrique H.F. longitudinal dépend alors de la densité n_e et de la température électronique T_e du plasma.

Dans l'évolution de w en fonction de la pression p il faut distinguer deux régions :

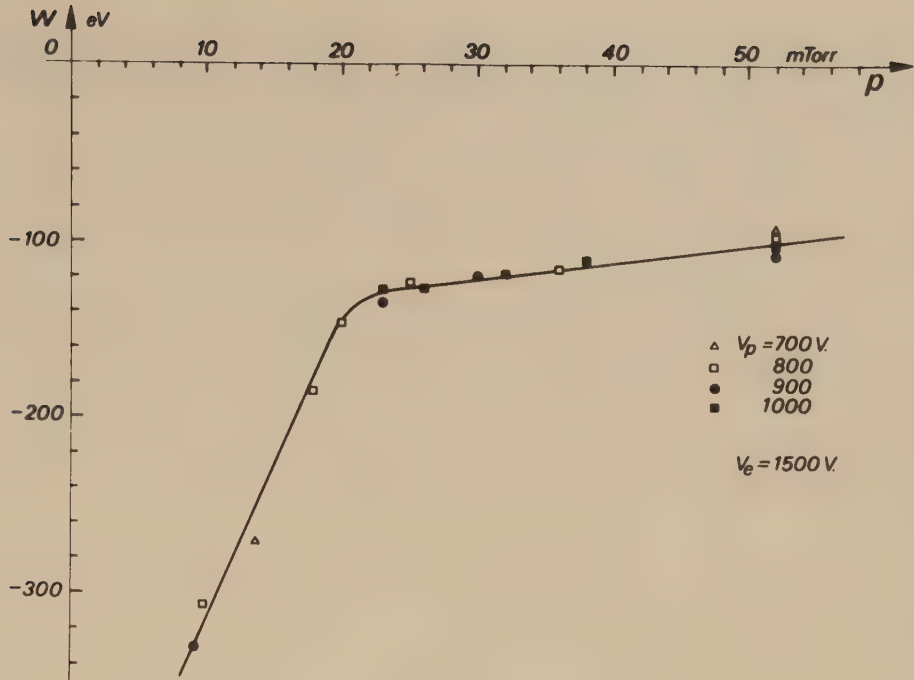


fig. 7-19

– de 10^{-3} à $2 \cdot 10^{-2}$ Torr, w varie très vite avec la pression. Aux basses pressions l'écart d'énergie est très grand, il atteint -300 eV à 10 mTorr.

– au-dessus de 10^{-2} Torr, la pression n'a que peu d'influence sur l'écart d'énergie. w augmente légèrement avec la pression, conformément à la théorie.

– Influence de la résonance sur l'écart d'énergie w . –

La variation de l'écart d'énergie w en fonction du champ magnétique B_S est donnée par la figure 7-20. La résonance a une influence très nette sur l'évolution de w . D'une manière générale, w diminue (ou augmente en valeur absolue) au moment de la résonance.

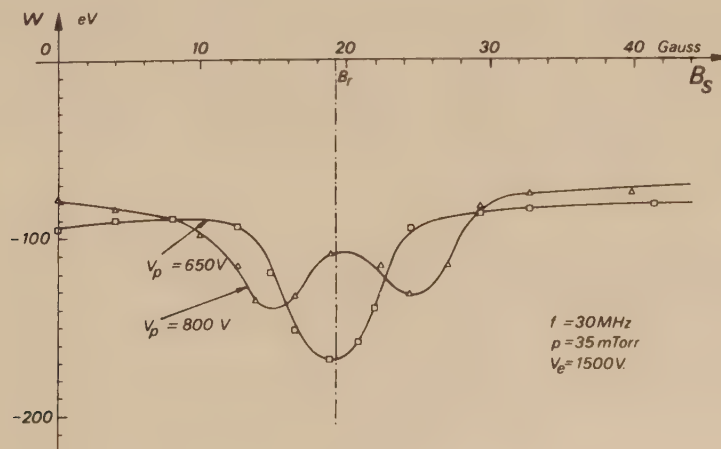


fig. 7-20

Les courbes obtenues ont la même forme que celles qui traduisent les variations du courant I traversant le plasma, ou celles de la densité électronique n_e , en fonction du champ magnétique statique B_S .

Suivant les valeurs de la puissance H.F. appliquée au plasma et de la pression p , les courbes $w = f(B_S)$ ont un maximum centré sur $B_S = B_r$, correspondant à $\omega_c \simeq 2\omega$ ou deux maxima de part et d'autre de B_r .

Williams (67) a obtenu un résultat identique, bien que très fragmentaire. En appliquant un champ magnétique statique transversal de quelques gauss à une décharge H.F. en couplage inductif, il obtient au moment de la résonance une diminution de l'écart d'énergie w (w , dans ses mesures, était toujours positif). L'utilisation d'un blindage entre la bobine d'excitation et l'enceinte entraînait également une diminution très appréciable de l'écart d'énergie. $w = +160$ eV sans écran, passe à 25 eV après la mise en place de l'écran.

Le fait que la théorie montre que l'écart d'énergie w suit les variations de la composante H.F. du potentiel plasma va nous permettre d'interpréter l'évolution de w avec B_S pendant la résonance.

En l'absence de blindage, l'amplitude du champ électrique H.F. longitudinal et la densité électronique n_e ne sont pas des paramètres indépendants. L'accroissement de la conductivité σ du plasma lié à l'augmentation de la densité électronique n_e s'oppose à la pénétration du champ électrique longitudinal à l'intérieur du plasma.

Ainsi lorsque n_e augmente le champ E_1 à l'intérieur de la décharge diminue, il en est de même de la partie haute fréquence du potentiel plasma.

Pendant la résonance, nous savons que la densité électronique n_e augmente beaucoup, il est donc logique que l'écart d'énergie w diminue pendant la résonance. w suit une loi de variation d'allure identique, mais inverse, à celle de n_e .

Remarque :

Dans le but de justifier la valeur parfois élevée de l'écart d'énergie, il est intéressant de rappeler le résultat obtenu par Levitskii (118), dans une décharge H.F. en couplage capacitif. Cet auteur a montré que dans la décharge prenait naissance un potentiel de charge d'espace de grande amplitude, jusqu'à 300 volts. Les variations de ce potentiel sont liées à l'amplitude de la tension H.F. appliquée entre les électrodes qui excitent la décharge, c'est-à-dire également à la valeur du champ électrique longitudinal E_1 .

Sous l'influence de ce champ, les électrons oscillent en bloc, créant aux extrémités du tube à décharge deux zones pauvres en électrons (à cause de la recombinaison sur les parois de l'enceinte). La zone centrale de la décharge reste neutre.

Cette distribution des charges fait apparaître un fort potentiel de charge d'espace.

Cependant, ce raisonnement suppose que l'amplitude des oscillations des électrons sous l'action du champ est assez importante pour que le nuage électronique oscillant vienne frapper les parois de l'enceinte. Nous avons vu au chapitre II, § II-2-3 que cette condition n'est pas, en règle générale, satisfaite dans nos conditions expérimentales, sauf à très basse pression.

Ceci peut expliquer pourquoi en dessous de $20 \cdot 10^{-2}$ Torr l'évolution de l'écart d'énergie w avec la pression p , suit une loi différente de celle reliant w et p lorsque la pression est plus élevée (cf. fig. 7-19).

CONCLUSION

Cette étude nous a permis de déterminer et de préciser les différents paramètres expérimentaux qui interviennent dans le phénomène de résonance du plasma H.F. Nous avons ainsi mieux défini ce phénomène. En particulier nous avons montré :

— Que la résonance apparaît lorsque la fréquence gyromagnétique des électrons est voisine du double de la fréquence d'excitation de la décharge.

— Que la résonance n'existe qu'à l'intérieur d'un intervalle de pression.

La borne inférieure (10 mTorr) de ce domaine de pression paraît fixe en fonction de la fréquence et de la puissance d'excitation.

La borne supérieure par contre, semble liée à la puissance d'excitation de la décharge. Cette limite étant d'autant plus élevée que la puissance H.F. est grande. C'est-à-dire que le champ électrique induit est plus élevé. Avec la plus forte puissance H.F. disponible dans nos expériences, la limite supérieure du domaine d'existence se situe vers 70 mTorr.

— L'importance de la direction du champ magnétique statique B_S par rapport à la direction du champ électrique d'excitation.

Nous avons montré que seules les composantes transversales (perpendiculaires à l'axe du système) intervenaient pour le calcul du champ de résonance. Si ces composantes n'existent pas, il n'y a pas de résonance.

— Que le mode de couplage du générateur H.F. au plasma est déterminant. A ce mode de couplage est liée l'existence du champ électrique induit.

Il semble ainsi que la présence du champ induit E_θ soit indispensable à l'observation de la résonance.

D'autre part, la largeur de la courbe de résonance semble liée à l'amplitude du champ électrique longitudinal.

Nous avons également mis en évidence l'influence de la puissance du générateur haute fréquence sur la forme de la courbe de résonance. Pour des puissances suffisamment élevées, le pic de résonance se dédouble en deux pics symétriquement placés par rapport au pic initial.

L'étude des paramètres densité électronique et température électronique du plasma nous a montré qu'à la résonance on constatait une augmentation très marquée de la densité du plasma. Cet accroissement est étroitement lié au fait qu'à la résonance, l'impédance du plasma et celle du générateur semblent s'adapter, permettant ainsi un transfert de puissance optimum.

La résonance permet d'obtenir aisément des densités électroniques de l'ordre de $5.10^{11} \text{ cm}^{-3}$. La densité électronique peut être modifiée à volonté en agissant sur le champ magnétique statique. La résonance apparaît donc comme un moyen particulièrement adapté pour accroître et contrôler la densité du plasma d'une décharge haute fréquence.

En vue de l'application de cet accroissement de densité électronique aux systèmes de production de particules chargées, nous avons étudié l'extraction des particules du plasma à la résonance. Après un examen critique des phénomènes pouvant intervenir à l'extraction, l'étude des spectres d'énergie du faisceau extrait du plasma nous permet de dire que :

- la résonance modifie dans un sens favorable aux ions H_1^+ les proportions des différentes espèces ioniques à l'intérieur de la décharge. L'accroissement de la puissance H.F. transférée au plasma pendant la résonance permet donc d'obtenir un faisceau d'ions presque mono-ionique.

- la dispersion de l'énergie des ions H_1^+ , extraits de la décharge à la résonance, est moindre que celle obtenue en l'absence de résonance.

Il semble tout à fait indiqué d'utiliser ce phénomène lorsque l'on veut, de manière simple, augmenter le débit et la qualité d'une source H.F. d'ions H_1^+ fonctionnant en couplage inductif.

L'interprétation théorique ne nous paraît pas actuellement très satisfaisante. Un pas supplémentaire vers une meilleure connaissance consisterait en la détermination expérimentale précise des champs électrique et magnétique à l'intérieur du plasma, en dehors et pendant la résonance. Ceci étant complété par la détermination des fonctions de distribution de l'énergie des particules à l'intérieur du plasma.

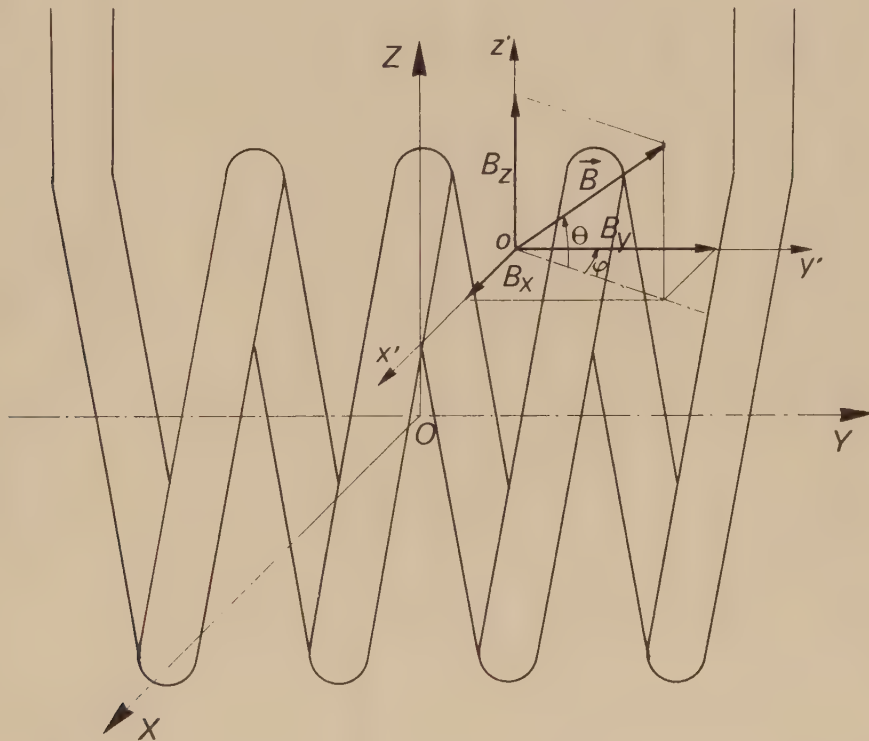
■■■■■■■■■■

ANNEXE I

- Distribution et orientation du champ magnétique haute fréquence $\vec{B}$ à l'intérieur de la bobine d'excitation.

Le champ magnétique créé par la bobine d'excitation a été étudié au moyen d'une maquette à l'échelle 2,5. Un blindage en mumétal permet de supprimer les champs parasites extérieurs. La bobine est alimentée par un courant constant et les composantes du champ magnétique sont mesurées par un gaussmètre à effet Hall.

Les mesures ont été effectuées dans une moitié de la bobine suivant les trois directions (cf. figure) :



- Le tableau I donne la valeur du champ à l'intérieur de la bobine.
- Le tableau II donne l'inclinaison en degrés du champ magnétique $\vec{B}$ sur le plan horizontal Ox, Oy .
- Le tableau III donne l'inclinaison en degrés du champ magnétique $\vec{B}$ sur le plan vertical Oy, Oz .

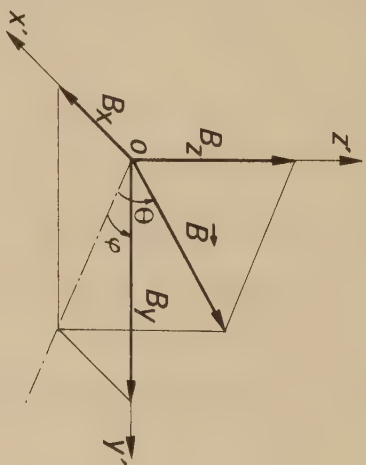


TABLEAU I

Variation du champ magnétique B_{HF}

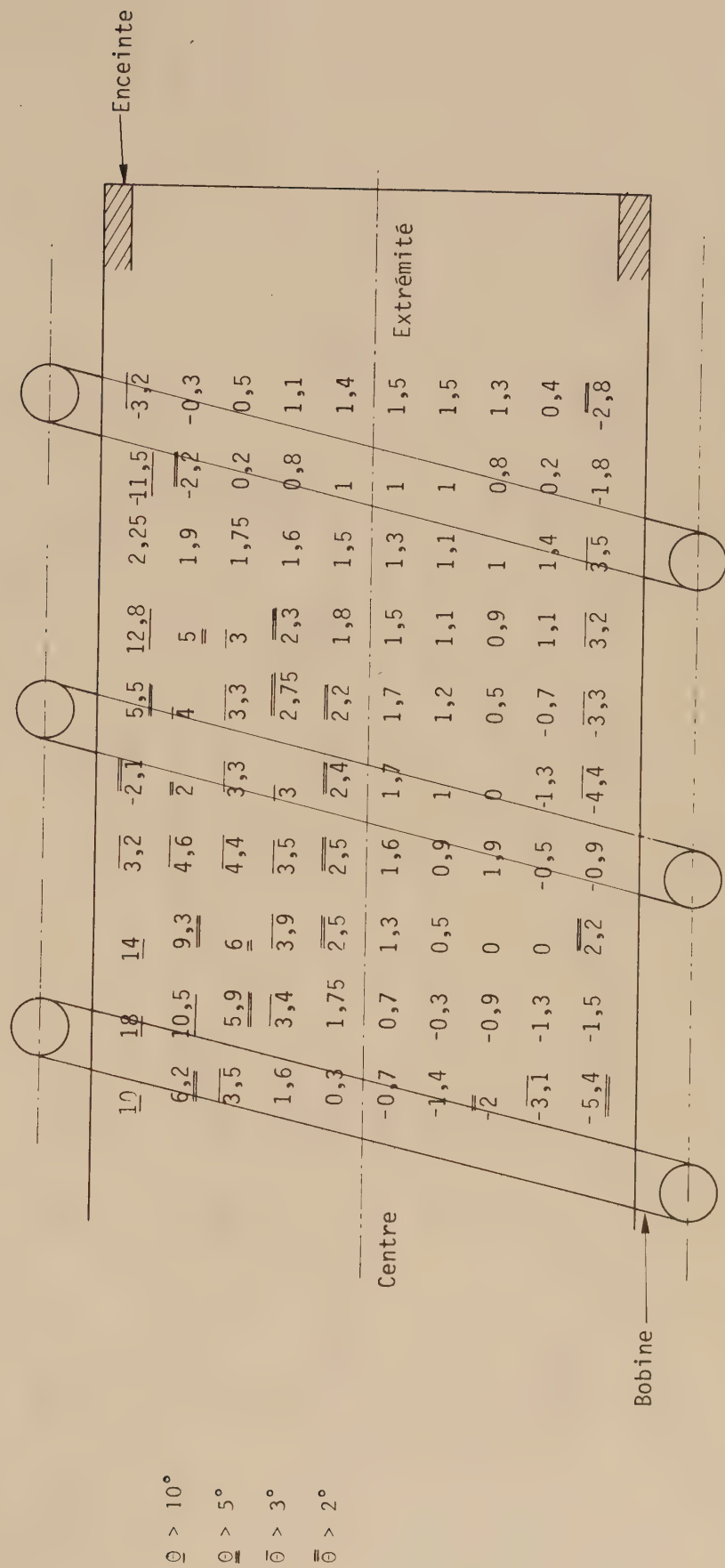
Centre																	Extrémité
	O																Y
2,42	2,45	3,40	3,61	2,48	2,22	2,87	3,85	2,40	1,60								
2,71	2,74	2,96	2,97	2,72	2,60	2,75	2,80	2,39	1,94								
2,76	2,77	2,83	2,85	2,75	2,68	2,65	2,59	2,35	2,90								
2,76	2,76	2,78	2,78	2,74	2,69	2,61	2,51	2,35	2,19								
2,75	2,75	2,75	2,75	2,71	2,67	2,60	2,50	2,38	2,26								
2,75	2,76	2,75	2,74	2,70	2,65	2,58	2,49	2,40	2,30								
2,74	2,74	2,74	2,74	2,70	2,66	2,60	2,51	2,44	2,35								
2,75	2,74	2,74	2,74	2,71	2,68	2,60	2,52	2,46	2,40								
2,79	2,75	2,71	2,74	2,75	2,70	2,59	2,50	2,50	2,47								
2,91	2,75	2,61	2,61	2,88	2,78	2,54	2,45	2,54	2,59								

Axe

TABLEAU II

Inclinaison par rapport au plan horizontal]

$\theta (B_z/B)$



$\theta > 10^\circ$

$\theta > 5^\circ$

$\theta > 3^\circ$

$\theta > 2^\circ$

Inclinaison par rapport au plan vertical

[illegible]

BIBLIOGRAPHIE

- (1) J. J. THOMSON. *Phil. Mag.* 4, 1128, (1927).
- (2) J. S. TOWNSEND, R. H. DONALDSON. *Phil. Mag.* 5, 178, (1928).
- (3) H. U. ECKERT. *J. Appl. Phys.* 33, 2780, (1962).
- (4) R. D. KEEFER *Thèse Université de Floride, Gainesville*, (1967).
- (5) L. H. COLLET, B. GROLLEAU *C. R. Acad. Sc. Paris* 262 B, 1668, (1966).
- (6) L. H. COLLET, B. GROLLEAU. *C. R. Acad. Sc. Paris* 265 B, 245, (1967).
- (7) B. GROLLEAU, L. H. COLLET *J. Phys. Fr. sup.* 4, C 3-209, (1968).
- (8) S. C. BROWN. *Basic Data*, 13, M.I.T. Press, (1966).
- (9) C. F. BARNETT, J. A. RAY, J. C. THOMPSON. *Rep. ORNL* 3, 113, (1964).
- (10) S. C. BROWN. *Hanbüch der Physik*, XXII *Gas discharges II*, 531.
- (11) W. P. ALLIS, S.C. BROWN. *Phys. Rev.* 87, n°3, 419, (1952).
- (12) I. P. SHKAROFSKY, T. W. JOHNSTON, M. P. BACHYNSKY. *The particle kinetics of plasma*, 261, Addison Wesley, (1966).
- (13) J. L. DELCROIX. *Physique des plasmas*, t. 2, 92, Dunod, (1966).
- (14) J. T. TATE, P. T. SMITH. *Phys. Rev.* 39, 270, (1932).
- (15) D. RAPP, P. ENGLANDER - GOLDEN, D. D. BRIGLIA, *J. Chem. Phys.* 42, 4081, (1965).
- (16) S. J. B. CORRIGAN. *J. Chem. Phys.* 43, 4381, (1965).
- (17) W. L. FITE, R.T. BRACKMAN. *Phys. Rev.* 112, 1141, (1958).
- (18) D. F. DANCE, M.F.A. HARRISON, R.D. RUNDE, & coll. *Proc. Phys. Soc.* 93, n°3 577, (1967).
- (19) W.L. FITE, R.T. BRACKMAN. *Phys. Rev.* 112, 1151, (1958).
- (20) R.L.F. BOYD, A. BOKSENBERG. *Proc. 4° ICIPG vol. 1*, 529, (1959).
- (21) D. HILS, H. KLEINPOPPEN, H. KOSCHMIEDER. *Proc. Phys. Soc.* 89, 35, (1966).
- (22) A.D. STAUFFER, M.R.C. McDOWELL. *Proc. 6° ICIPG, vol. I*, A-5, 9, (1963).
- (23) A.J. DIXON, M.F.A. HARRISON. *7° Int. Conf. on the physics of electronic and ionic and atomic collisions*, 892, (Amsterdam), (1971).
- (24) T.F. MORAN, J.R. ROBERTS. *J. Chem. Phys.* 49, n°8, 3413, (1968).

- (25) D.W. VANCE, T.L. BAILEY. *J. Chem. Phys.* 44, n°2, 486, (1965).
- (26) C.C. GOODYEAR, A. VON ENGEL. *Proc. Phys. Soc.* 79, 732, (1962).
- (27) S. KLARSFELD. *Phys. Letters*, 30A, n°7, 382, (1969).
- (28) H.A. BETHE, E.E. SALPETER. *Hanbüch der Physik*, XXXV, 373, (1957).
- (29) W.L. FITE, R.T. BRACKMAN, D.G. HUMMER & coll. *Phys. Rev.* 116, 363, (1959).
- (30) A.J. DIXON, A. VON ENGEL. 10° ICPIG Oxford, sect. 1.1.4.3, 29, (1971).
- (31) B. PFEIFFER. *J. Appl. Phys.* 37, n°4, 1624, (1966).
- (32) O. SAGER. *Thèse Institut des hautes fréquences Zurich*, (1970).
- (33) H. OECHSNER. *Gas Discharges I.E.E. Conf.*, 187, Londres (1970).
- (34) E. DURAND. *Magnétostatique*, 61, Masson éd., (1968).
- (35) N. CONTAXES, A.J. HATCH. *J. Appl. Phys.* 40, n°9, 3548, (1969).
- (36) A. DEGEILH. *J. Phys. Rad.* 24, 187, (1963).
- (37) D.R. KEEFER, M.H. CLARKSON, B.E. MATHEWS. *A.I.A.A. J.* 4, n°10, 1850, (1966).
et M.H. CLARKSON, R.E. FIELD, D.R. KEEFER. *A.I.A.A. J.* 4, n°3, 546, (1966).
- (38) G. TURBAN. *Thèse Doct. 3° cycle NANTES* (1971).
- (39) P.B. MUMOLA, E.J. POWERS. *Proc. I.E.E.E.* 56, n°9, 1493, (1968).
- (40) S. VACQUIE. *Thèse Doctorat Toulouse n°350*, 171, (1969).
- (41) J. SOUM. *Thèse Doct. 3° cycle Toulouse n°892*, (1970).
- (42) Ch. FREMIOT. *Rapport C.E.A. n°2266*, (1963).
- (43) A. HANSART, M.A. LANDERCY, A. NOBLET & coll. *Nucl. Inst. Meth.* 50, 245, (1967).
- (44) C.D. MOAK, H. REESE, W.M. GOOD. *Nucleonics*, 9, n°3, 18, (1951).
- (45) J. DEPRAZ. *J. Phys. Rad.* 19, 86, (1958).
- (46) J. WOOD, H. WISE. *J. Phys. Chem.* 65, 1976, (1961). et 66, n°6, 1049, (1962).
- (47) *ELECTRONIC DESIGNERS' HANDBOOK*. R.W. LANDEE. Mc Graw Hill (1957). Chap. 4 et 6.
- (48) A.S. PENFOLD, R.C. WARDER. *Rev. Sci. Instr. U.S.A.* 38, n°10, 1533, (1967).
- (49) K. CHANDRAKAR, A. VON ENGEL. *Proc. 7° ICPIG Belgrade*, I, 472, (1966).
- (50) J. LASALLE, VAN HEMELRYCK, J. ROIG. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 265B, 1226, (1967).
- (51) K. CHANDRAKAR, A. VON ENGEL. *Proc. Roy. Soc. (London)* A 284, 442, (1965).

- (52) K. CHANDRAKAR. *Z. Physik* 219, 348, (1969).
- (53) C. FOURRIER. *Thèse doct. 3° cycle NANTES*, (1971).
- (54) A. DEGEILH. *Thèse Doctorat Toulouse* (1962).
- (55) A. SEPTIER dans *Focusing of charged particles II*, chap. 3-4, 123, (Ed. A. Septier) Academic Press, (1967).
- (56) E.O. JOHNSON, L. MALTER. *Phys. Rev.* 80, 58, (1950).
- (57) H.A. ENGE dans *Focusing of charged particles II*, chap. 4-2, 203, (Ed. A. Septier) Academic Press, (1967).
- (58) H.A. ENGE. *Rev. Sc. Instr. U.S.A.* 35, 278, (1964).
- (59) J.E. OSHER dans *Plasma Diagnostic Techniques*, 537, (R.H. Huddleston Ed.) Academic Press. (1965).
- (60) H. NIEDERMEYER. *Rapport interne IPP 1/66, Inst. de Phys. des Plasmas. Munich*, (1967).
- (61) H. WOLLNICK. dans *Focusing of charged particles II*, chap. 4-1, 163, (Ed. A. Septier) Academic Press, (1967).
- (62) R. HERZOG. *Z. Physik*, 41, 18, (1940).
- (63) R. KOLLATH. *Annalen der Physik* 5, n°27, 721, (1936).
- (64) H.Z. NEUERT. *Naturforsch Dtsch.* 4-a, 449, (1949), et N.Z. NEUERT, STUCKENBERG, WEIDNER, *Z. Angew. Physik* VI, 7, (1954).
- (65) J.S. SWINGLE, C.B. SWANN. *Rev. Sc. Instr.* 23, 636, (1952), et *Bull. Am. Soc.* 27, n°3, (1952).
- (66) M.D. GABOVICH. *Zh. Tekh. Fiz. SSSR*, 28, 872, (1958).
- (67) J.F. WILLIAMS. *Rev. Sc. Instr.* 37, n°9, 1205, (1966).
- (68) I. OGAWA, N. ABE. *Nucl. Instr. and Meth.* 16, 227, (1962).
- (69) O. SAGER, F.E. BORGNIS. *Proc. 9° ICPIG Bucarest*. 232, (1969).
- (70) Y. CATHERINE. *Thèse doct. 3° cycle NANTES*, (1970).
- (71) J.C. INGRAHAM, A.E. NOVENSKI. *Quarterly Progress Report (M.I.T.)* 82, 123, (1966).
- (72) NGUYEN VAN TRONG. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 262B, 756, (1966).
- (73) N.B. DODGE, M. KRISTIANSEN, A.A. DOUGAL. *Rev. Sc. Instr.* 37, 1455, (1966).
- (74) G. LEBRETON. *D.E.A. Phys. NANTES*, (1970).
- (72) G. KRAMMER, P. BENOIT CATTIN & coll. *Nucl. Instr. Methods* 30, 123, (1964).

- (76) J.E. DRUMMOND. *Plasma Physics* chap. 11, 293, Mac Graw Hill, (1961).
- (77) F.F. SHEN. dans *PLASMA DIAGNOSTIC TECHNIQUES*, 113, Academic Press, (1965).
- (78) J.D. SWIFT, M.J.R. SCHWAR. *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*. ILIFFE BOOKS, (1970).
- (79) D. BOHM dans *The characteristics of electrical discharges in magnetic fields* chap. 3, Mc Graw Hill, (1949).
- (80) I. LANGMUIR, H. MOTT-SMITH. *General Electric Rev.*, 27, 1924, ou dans *Collected Works of I. Langmuir*, vol. 4, 23, Pergamon, (1961).
- (81) G. TURBAN. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 273B, 584, (1971).
- (82) M. SUGAWARA, H. HATTA. *J. Appl. Phys.* 36, n°8, 2361, (1965).
- (83) L.H. COLLET, Y. CATHERINE. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 273B, 529, (1971).
- (84) G. TURBAN. *C. R. Acad. Sc. Paris*, 273B, 533, (1971).
- (85) E.P. SZUSZCZEWICZ. *J. Appl. Phys.* 42, n°12, 4794, (1971).
- (86) J.E. ALLEN, S.E. SEGRE. *Il Nuovo Cimento*, XXI, n°6, 980, (1961).
- (87) B.A. ANICIN, B.S. MARSICANIN. *Proc. 6° ICIPG Paris*, 2, 491, (1963).
- (88) J.L. DELCROIX. *Physique des Plasmas*, t. 2, 40, (Dunod éd.), (1966).
- (89) I. OGAWA. *Japanese J. Appl. Phys.*, 1, n°2, 84, (1962).
- (90) J.L. DELCROIX. *Physique des Plasmas*, t. 1, 47, (Dunod éd.), (1963).
- (91) J.J. STOKER. *Non linear vibrations*, 207, Interscience Publishers, (1950).
- (92) Y.N. SMIRNOV, D.A. FRANK-KAMENETSKII. *Sov. Phys. Dokl.*, 12, n°6, 609, (1967).
- (93) H.W. DRAWIN dans *Plasma Diagnostics*, chap. 13, 777, W. Lochte-Holtgreven Ed. North Holland, (1968).
- (94) H.H. FLEISCHMANN, D.E. ASHBY, A.V. LARSON. *Nucl. Fus.* 5, 349, (1965).
- (95) P. BENOIT-CATTIN. *Thèse Doctorat Toulouse*, n°369, (1969).
- (96) J.E. ALLEN, R.L.F. BOYD, P. REYNOLDS. *Proc. Phys. Soc. (London)*, B 70, n°23, 297, (1957).
- (97) I. LANGMUIR, K.B. BLODGETT. *Phys. Rev.* 23, 49, (1924), ou dans *Collected papers of I. Langmuir*, 3, 125, Pergamon, (1961).
- (98) K.R. SPANDERBERG dans *Vacuum Tubes*, 447, Mc. Graw Hill, (1948).
- (99) H. LOB. *Zeits. Naturforsch.*, 16a, 67, (1961).
- (100) G. FORST. *Z. Angew. Phys. Dtsch.*, 10, 546, (1958), et *Z. Physik*, 159, 7, (1960).

- (101) R. HOLZ, H. LOB. *Z. Naturforschg*, 13a, 602, (1958).
- (102) B. GROLLEAU. *Résumé Colloque d'Evian Soc. Fr. Phys.*, 147, (1971).
- (103) K. PRELEC. *Glasn. Mat. Fiz. Astr. Jugasl.* 18, 103, (1963).
- (104) D.W. KOOPMAN. *Phys. Rev.*, 154, n°1, 79, (1967).
- (105) J.J. LEVENTHAL, T.F. MORAN, L. FRIEDMAN. *J. Chem. Phys.* 46, n°12, 4666, (1967).
- (106) H.C. HAYDEN, R.C. AMME. *Phys. Rev.* 172, 104, (1968).
- (107) R.H. NEYNABER, S.M. TRUJILLO. *Phys. Rev.* 167, n°1, 63, (1968).
- (108) G.W. Mc CLURE. *Phys. Rev.* 130, n°5, 1852, (1963).
- (109) B. GROLLEAU, Y. CATHERINE. *à paraître dans Physics Letters* (sept. 1973).
- (110) E.S. CHAMBERS. *Rev. Sc. Instr. U.S.A.* 36, n°1, 41, (1965).
- (111) J.E. OSHER *dans Plasma diagnostic techniques*, chap. 12, Academic Press, (1965).
- (112) S.K. ALLISON, M. GARCIA - MUNOZ. *dans Atomic and Molecular Process*, chap. 19 (D.R. BATES Ed.), Academic Press., (1962).
- (113) J. ERO. *Nucl. Instr.* 3, 303, (1958).
- (114) C.J. COOK, O. HEINZ, P.C. LORENTS & coll. *Rev. Sc. Instr. U.S.A.*, 33, n°6 646, (1962).
- (115) J.L. NAGY. *1° Conf. Int. sur les sources d'ions INSTN Saclay*, 65, (1969).
- (116) G. SILLER. *Rapport interne n°2, Institut für Plasmaphysik, Munich*, (1967).
- (117) A. BOSCHI, F. MAGISTRELLI. *Nuovo Cimento*, 29, 487, (1963).
- (118) S.M. LEVITSKII. *Zh. Tekh. Fiz.*, 27, 1001, (1957).
- (119) V.I. KOGAN, A.D. SELIDOVKIN. *9° ICPIG, Bucarest*, 601, (1969).
- (120) B. GROLLEAU. *Dipl. Et. Sup. Phys. NANTES*, (1966).
- (121) E.G. JOHNSON, A.O. NIER. *Phys. Rev.* 91, n°1, 10, (1953).
- (122) Ch. SAINT-MARTIN. *Thèse doct. 3° cycle, n°723, TOULOUSE*, (1969).
- (123) I. LANGMUIR, L. TONKS. *Phys. Rev.* 34, n°6, (1929).

